PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1933 — 34. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 21 am 14. Oktober 1933.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Beck, Über die dielektrischen Verluste von Isolierölen bei sehr hohen Frequenzen. S. 721.

H. Löwy, Flughöhenhysteresis des Röhrengenerators. S. 730.

H. König, Die Cotton-Mouton-Konstante des Nitrobenzols beim Umwandlungspunkt. S. 731.

E. Hiedemann und H. R. Asbach, Optische Demonstration der Wandstärken maximaler Durchlässigkeit für Ultraschallwellen. S. 734.

E. Rumpf, Über den Einfluß der Kontaktpotentiale auf Messungen mit Elektrometern. S. 735.

Besprechungen:

B. Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaften, eine Einführung in die heutige Naturphilosophie. S. 742.

K. Becker, Hochschmelzende Hartstoffe und ihre technische Anwendung. S. 743.

J. Frenkel, Wave Mechanics. I. Band. Elementary Theory. S. 743.

H. R. Kruyt, Les Colloïdes. S. 744.

La Relativité. Série d'exposés et de discussions dirigeé par Paul Langevin. S. 744.

Dr. Maximilian Freiherr v. Schwarz, Forschungsarbeiten über Metallkunde und Röntgenmetallographie. S. 744.

Personalien. S. 744.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die dielektrischen Verluste von Isolierölen bei sehr hohen Frequenzen.

Von Harald Beck.

I. Problemstellung.

In der vorliegenden Arbeit soll festgestellt werden, durch welche Ursachen die bereits mehrfach gemessenen dielektrischen Verluste von Ölen (1) bei hohen Frequenzen bedingt sind. Vor allem der Einfluß von physikalischen und chemischen Verunreinigungen ist noch zu untersuchen. Daraus kann dann auf den Mechanismus der Verluste überhaupt geschlossen werden. Des weiteren soll festgestellt werden, ob sich aus dem Verhalten eines Öles im Hochfrequenzfeld ein Schluß ziehen läßt auf seine Durchschlagsfestigkeit bei niederen Frequenzen. In diesem Fall könnte man vielleicht die einen immerhin beträchtlichen Aufwand erfordernde Durchschlagsprüfung umgehen und sich mit einer Messung der dielektrischen Verluste im Hochfrequenzfeld begnügen. Letztere wäre mit einer außerordentlich einfachen Apparatur möglich, da bereits geringe Hochfrequenzenergien eine beträchtliche Erwärmung hervorrufen. Es mag jedoch schon an dieser Stelle gesagt sein, daß ein Zusammenhang zwischen dielektrischem Verlust bei Hochfrequenz und der Durchschlagsfestigkeit bei Niederfrequenz nicht gefunden wurde.

II. Voruntersuchung.

Das zu untersuchende Öl befand sich in einem graduierten Reagenzglas im Kondensatorfeld eines Schwingungskreises, der von einem Gegentaktsender mit 2 Watt Anodenverlustleistung gespeist wurde. Die Wellenlänge war ungefähr 7 m. Es wurde mit der Stoppuhr die Zeit gemessen, die nötig war, um eine bestimmte Temperaturerhöhung (meist 1°) hervorzurufen. Die Konstanz des Stromes wurde mit einem Hitzdrahtinstrument kontrolliert. Die Bestimmung der Säurezahl der Öle erfolgte durch Titration gegen alkoholische Kalilauge mit Alkaliblau 6 B als Indikator (2).

Für die Messung der Durchschlagsfestigkeit stand ein Transformator von 5 kVA Leistung und 75 kV Sekundärspannung zur Verfügung. Er wurde von einer Wechselstrommaschine gespeist, deren Erregung geändert werden konnte. Die Spannungsmessung erfolgte auf der Primärseite mit einem Instrument, das nach einer 10-cm-Kugelfunkenstrecke auf Hochspannungsscheitelwerte geeicht war. Die Meßfunkenstrecke war nach den dafür geltenden VDE.-Vorschriften (3) gebaut, ebenso die Prüffunkenstrecke, die über Strombegrenzungswiderstände (etwa 40000 Ω) an die in der Mitte geerdete Hochspannungswicklung angeschlossen war. Im übrigen wurden bei der Messung die zur Zeit gültigen Vorschriften, wie Mittelnehmen aus fünf Einzelwerten usw., beachtet.

Es wurden zunächst eine Reihe von Ölen aus Transformatoren und Schaltern des Kraftwerks Thüringen untersucht. Die Proben waren vom Boden, von der Mitte und aus dem Oberteil des Kessels entnommen. Die Betriebsdauer der einzelnen Apparate ist verschieden gewesen; das eine Öl war seit 1921 in ununterbrochenem Betrieb. Über die Herkunft der Öle war keine zuverlässige Angabe zu erhalten.

Aus der Zusammenstellung ist nun tatsächlich ersichtlich, daß das seit 1921 im Betrieb befindliche Öl mit einer abnorm hohen Säurezahl die größten dielektrischen Verluste zeigt. Gleichzeitig ist seine Durchschlagsfestigkeit am niedrigsten. Dagegen hat ein Neuöl einen sehr viel geringeren Verlust.

Tabelle I.

Nr.	Bezeichnung	Zeit für $\Delta t = 1°$	Säurezahl	Durchschlagsfestigkeit	Bemerkung
1	Streckenschalter unten	53″	0,25	$77 \frac{kV}{cm}$	Öl seit 1926 in Betrieb 1930 gefiltert
2	Streckenschalter Mitte	56″	0,25		
3	Streckenschalter oben	58″	0,25		
4	Trafo 40 kVA unten	14″	4,0	$60 \frac{kV}{cm}$	Seit 1921 in Betrieb Kern stark verschlammt
5	Trafo 40 kVA Mitte	16″	4,0		
6	Trafo 40 kVA oben	18″	4,0		
7	Trafo SSW 20 kVA unten .	53″	1,0	$70 \frac{kV}{cm}$	Öl riecht stark verbrannt
8	Trafo SSW 20 kVA Mitte..	51″	1,0		
9	Trafo SSW 20 kVA oben ..	49″	1,0		
10	Neuöl SSW	1′54″	0,03	$110 \frac{kV}{cm}$	Nicht besonders getrocknet

Des weiteren wurde noch eine Reihe von Ölen untersucht, die auf verschiedene Weise gefiltert waren. Dabei zeigte sich zwar eine geringe Verbesserung in bezug auf die Verluste, die jedoch zur Erhöhung der Durchschlagsfestigkeit in gar keinem Verhältnis stand.

Als es sich nunmehr um die Messung kleiner Erwärmungsunterschiede handelte, zeigte es sich, daß die oben beschriebene einfache Versuchsanordnung in keiner Weise ausreichte. Bei genauerer Untersuchung erwies sich nämlich, daß die Erwärmung nicht einmal der Zeit proportional war. Dies war schon bei kleinen Temperaturerhöhungen der Fall, wo die Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels keine Rolle spielen kann. Worauf der Fehler zurückzuführen war, ließ sich nicht feststellen. Des weiteren hatten die Wirbelströme im Quecksilber des Thermometers einen sehr störenden Einfluß. Falls der herausragende Faden zufällig mit einer Oberwelle des Senders in Resonanz kam, trat eine so starke Erwärmung des Quecksilbers ein, daß eine völlige Fehlanzeige die Folge war. Es mußte deshalb nach einer genaueren Methode der Verlustmessung gesucht werden.

III. Wahl der Meßmethode.

Wenn man die verschiedenen elektrischen Verfahren zur Bestimmung kleiner Phasenverschiebungen kritisch betrachtet, so kommen für Hochfrequenzmessungen eigentlich nur die Dämpfungs- und Substitutionsmethode in Frage, mit denen ja auch eine ganze Reihe von Messungen bei Rundfunkfrequenzen (10^5 bis 10^6 Hertz) gemacht worden ist. Bei den noch viel höheren Frequenzen, die in dieser Arbeit zur Anwendung kommen, sind jedoch auch diese Methoden nicht mehr unbedingt zuverlässig, da unter Umständen kapazitive Nebenschlüsse auftreten, die zu falschen Meßergebnissen führen können. Es bleibt dann für die Verlustmessung nur die kalorimetrische Methode, die wohl zuerst von Harms (4) und später von Preuner und Pungs (5) für solche Zwecke angewandt worden ist. In neuerer Zeit hat diese Methode weitere Anwendung gefunden (6, 7, 8, 9, 10, 11). Sie vermeidet fast alle Fehler, die dem elektrischen Verfahren anhaften und läßt sich zu einer beträchtlichen Genauigkeit ausbauen. Allerdings ist die Messung ziemlich zeitraubend, weshalb die Methode auf Laboratoriumsmessungen beschränkt bleiben dürfte.

IV. Prinzip der Meßanordnung.

Um die immerhin umständliche Bestimmung von Wasserwert der Kalorimeterteile und spezifischer Wärme der zu untersuchenden Substanz zu umgehen, wurde das Differentialkalorimeter für die Ausführung der endgültigen Messungen gewählt. Diese Kalorimeterbauart hat gleichzeitig noch den Vorteil, daß Korrektionen durch Wärmeleitung usw. entfallen, da sie bei beiden Gefäßen in gleichem Maße auftreten, vorausgesetzt, daß die Temperatur im Versuchsraum räumlich konstant ist. Auch die zur Anzeige der Temperaturgleichheit verwendeten Thermoelemente arbeiten bei Gegeneinanderschaltung

am vorteilhaftesten, da die durch Inhomogenitäten der Drähte bedingten Fehler fortfallen. Im Falle der Temperaturgleichheit fließt kein Strom im Element, der Sekundärwirkungen hervorrufen könnte.

Die prinzipielle Anordnung bei der Messung ist folgende: Einem Gefäß A wird die im zu untersuchenden Dielektrikum entwickelte unbekannte Wärmemenge zugeführt. Im zweiten, genau gleich großen Gefäß B wird eine gemessene Gleichstromleistung zur Wirkung gebracht, deren Betrag so lange geändert wird, bis in beiden Gefäßen gleiche Erwärmung auftritt, was an der Stromlosigkeit des Galvanometers im Thermoelementkreis erkannt wird. Es ist also die schwierige Messung von Wechselstromleistung hoher Frequenz zurückgeführt auf die ohne weiteres auszuführende Gleichstromleistungsmessung. Die dem Gefäß A zugeführte Hochfrequenzscheinleistung wird aus einer Strommessung mit Thermokreuz und Spannungsmessung mit Röhrenvoltmeter ermittelt. Für den Leistungsfaktor gilt dann einfach

$$\cos\varphi = \frac{N}{E_{\sim} J_{\sim}}.$$

Dabei ist N die dem Gefäß B zugeführte Leistung, $E\sim$ die Wechselspannung am Kondensator, $J\sim$ der Strom im Schwingkreis. Für die meist kleinen Verlustwinkel δ ($\delta = 90° - \varphi$) gilt

$$\sin\delta = \cos\varphi \approx \operatorname{tg}\delta.$$

Für größere Winkel müssen die Werte tg δ, die ja meistens in der Literatur angegeben werden, natürlich einer goniometrischen Tafel entnommen werden.

Mit dem Dämpfungsdekrement ϑ ist der Verlustwinkel durch die einfache Beziehung $\vartheta = \pi \operatorname{tg}\delta$ verbunden.

V. Konstruktiver Aufbau des Kalorimeters.

Die Gesamtanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Der Meßkondensator war als Zylinderkondensator ausgebildet, und zwar diente als die eine Belegung die Wand eines reagenzglasförmigen Dewar-Gefäßes A von etwa 25 mm innerem Durchmesser. Es wurde zunächst versucht, die Wand nur zu versilbern und den Strom durch aufliegende Federn zuzuführen. Die Versilberung wurde jedoch durch den Federdruck und das häufige Reinigen der Gefäße bald zerkratzt, so daß schließlich als äußere Belegung ein dünnwandiges Messingrohr B verwendet wurde, welches federnd in das Dewar-Gefäß paßte. Die innere Belegung C war an einem mit Quarzgut isolierten Halter befestigt und trug in ihrem Inneren die Heizwicklung D. Die Gesamtkapazität des Meßkondensators betrug 24 cm. Die Anordnung war leicht zerlegbar, um einwandfreie Reinigung zu ermöglichen.

In dem Zwischenraum der beiden Belegungen bewegte sich ein ringförmiger Rührer, der durch ein Schneckenvorgelege mit etwa 30 Hub pro Minute bewegt wurde. Gutes Rühren erwies sich als unbedingt notwendig, da die Hochfrequenzerwärmung in der Flüssigkeit gleichmäßig verteilt ist, während die Gleichstromheizung natürlich nur an der Oberfläche des Heizkörpers erfolgt und sich erst durch Leitung in der Flüssigkeit fortpflanzen muß. Falls das Rührwerk nur für kurze Zeit stillgesetzt wurde, trat sofort ein starkes Wandern des Galvanometerzeigers auf.

Die zur Temperaturanzeige dienenden Kupfer-Constantan-Thermoelemente E von 0,6 mm Drahtdruchmesser waren mit einem Glasrohr umgeben und befanden sich im Zwischenraum der Kondensatorbelegungen. Als Anzeigeinstrument F diente ein Schleifengalvanometer von Zeiß mit 7,5 Ω innerem Widerstand. Die Schleife befand sich meist in der stabilen hängenden Lage Die Empfindlichkeit ist dann $3 \cdot 10^{-7}$ A pro Skalenteil.

Bei den ersten Versuchen zeigte es sich, daß Ströme im Thermoelementkreis induziert wurden, die einen beträchtlichen Ausschlag zur Folge hatten. Durch Panzerung der Zuleitung zum Galvanometer und Verdrillen der Thermoelementdrähte ließ sich die Beeinflussung durch den Meßstrom verringern. Es wurde ferner versucht, das Element mit Stanniol zu umwickeln und dadurch dem Einfluß des Feldes zu entziehen. Dieser Versuch führte jedoch nicht zum Ziel, da die im Stanniol entstehenden Wirbelströme nun ihrerseits die Lötstelle erwärmten. Vollkommen beseitigen ließ sich der Hochfrequenzeinfluß, indem die entstehende Thermo EMK. durch eine gleich große, entgegengesetzt

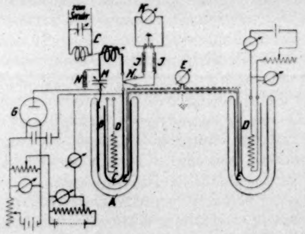


Fig. 1.

gerichtete, zusätzliche Thermowirkung kompensiert wurde. Diese brauchte nur sehr gering zu sein. Es genügte ein Element Kupfer-Kupfer,

dessen Drähte nur aus verschiedenen Lieferungen stammten (in der Figur nicht dargestellt). Zur Heizung des Kompensationselementes genügten wenige Zehntel Watt. Es ließ sich für jede Meßstromstärke eine Heizleistung einstellen, die den Störausschlag gerade zum Verschwinden brachte. Diese immerhin umständliche Korrektion brauchte jedoch nur bei Substanzen mit sehr kleinem Verlustwinkel angewendet zu werden. Bei weitaus den meisten Ölen mit größerem Verlustwinkel genügte ein geringerer Hochfrequenzstrom, um eine meßbare Erwärmung zu erzielen, und dann blieb der durch induktive Beeinflussung entstehende Fehler unter der Fehlergrenze des zur Spannungsmessung verwandten Röhrenvoltmessers. Als solches wurde ein Spezialrohr G in der von Rhode (12) angegebenen Kompensationsschaltung verwendet. Mit dieser Anordnung sind Hochfrequenzscheitelspannungen mit einer Genauigkeit von 1 Proz. meßbar, wenn man bei Frequenzen über 10^8 Hertz die Kapazität und Induktivität der Zuleitungen vom Kondensator zur Röhre berücksichtigt.

Ungefähr dieselbe Meßgenauigkeit ließ sich bei der Strommessung durch Thermokreuz H erreichen. Nach den Untersuchungen von Schwarz (13) lassen sich Hitzdrähte auswählen, deren Erwärmung nicht mehr von der Frequenz abhängig ist, die also mit Gleichstrom oder 50periodigem Wechselstrom geeicht werden können. Der Heizdraht bestand aus 0,05 mm starkem Constantandraht, während der Drahtdurchmesser des Eisen-Constantan-Thermoelementes nur 0,02 mm betrug. Für größere Stromstärken waren mehrere Heizdrähte parallel geschaltet. Im übrigen wurden bei der Herstellung der Elemente die von Schwarz angegebenen Vorsichtsmaßregeln beachtet. Unter anderem wurden gleich hinter der Lötstelle Drosseln J eingebaut, die die Hochfrequenzableitung verringern sollten. Zur Anzeige der Thermokraft diente ein spitzengelagertes Nadir-Galvanometer K von $350\,\Omega$ innerem Widerstand und einer Stromempfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-7}$ A pro Skalenteil. Die Eichung der Thermokreuze wurde mit 50periodigem Wechselstrom vorgenommen, wobei die Messung des Eichstroms mit einem H. & B.-Hitzdrahtinstrument erfolgte. Es zeigte sich, daß das Thermokreuz gegen Luftzug sehr empfindlich war und es wurde deshalb in ein wattiertes Kästchen eingeschlossen.

Die zur Messung erforderliche Hochfrequenzenergie von ungefähr 2 Watt wurde vom Sender auf ein abgestimmtes Lechersystem übertragen. Der Schwingungskreis L des Lechersystems induzierte dann auf den Meßkreis, der durch einen Serienkondensator M von 250 cm fein abstimmbar war. Die Grobabstimmung erfolgte durch Auswechseln der Selbstinduktionsbügel. Der erwähnte Feinabstimmkondensator muß wegen der Spannungsmessung mit einer Drossel N für Gleichstrom überbrückt werden.

Als Sender diente für Frequenzen von 10^7 bis $4 \cdot 10^7$ Hertz ein Gegentaktsender mit 2 RS 5 von Telefunken. Für die höheren Frequenzen $4 \cdot 10^7$ bis $1,5 \cdot 10^8$ Hertz wurde ein Spezialrohr (14) in der Schaltung von Townsend und Morell (15) verwendet[1]). Der Heizstrom der Sender wurde durch Eisenwasserstoffwiderstände konstant gehalten. Die Netzspannung als Anodenspannung erwies sich als ausreichend konstant.

Die Gleichstromleistung wurde aus Strom und Spannung an der Heizwicklung D bestimmt. Das Voltmeter lag direkt an den Enden der Wicklung, um nicht den Spannungsabfall in der Zuleitung mitzumessen. Sein Stromverbrauch war so gering, daß er nicht berücksichtigt zu werden brauchte.

Um das Kalorimeter vor Luftströmungen zu schützen, war es in einen Holzkasten eingebaut, der nach oben durch eine Glasscheibe abgedeckt war. Der Motor für das Rührwerk befand sich außerhalb des Kastens.

VI. Fehlerquellen und Meßgenauigkeit.

Voraussetzung für das genaue Arbeiten eines Differentialkalorimeters ist, daß die beiden Prüfgefäße dieselbe Wärmekapazität haben, d. h. genau gleich gebaut und mit der gleichen Menge Substanz beschickt sind. Letzteres war durch Verwendung von Pipetten (20 ccm), die auf Auslauf geeicht waren, ausreichend gewährleistet. Dagegen zeigte es sich, daß, trotz mechanisch sorgfältiger Ausführung der Kondensatoren, beim Vertauschen der Gefäße Differenzen von etwa 3 Proz. auftraten. Bei genauen Messungen wurden deshalb stets zwei Versuche mit vertauschten Gefäßen gemacht und die sich ergebenden Werte gemittelt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Hochfrequenzerwärmung des Rührers und Thermoelementschutzrohres. Durch Verwendung von geeignetem verlustarmem Glas (16) konnte dieser Fehler genügend klein gehalten werden. Auch die Wirbelströme in den dünnen Belegungen waren ohne großen Einfluß. Es zeigte sich, daß bei Verwendung von Luft als Dielektrikum der Kondensatoren nur ein sehr langsames Wandern des Galvanometerzeigers erfolgte. Der „scheinbare Verlustwinkel" des mit Luft gefüllten Kondensators wurde bestimmt und konnte bei den

1) Für die Anfertigung des Rohres (Typ Hörner A), sowie der Röhre für die Spannungsmessung bin ich Herrn Dr. Rohde zu Dank verpflichtet.

Messungen als Korrektion eingeführt werden. Meist erwies sich jedoch, daß er weniger als 1 Proz. des eigentlichen zu messenden Winkels war und deshalb in die Größenordnung des Meßfehlers von Strom und Spannung fiel.

Schließlich ist noch die Strahlung der Kondensatoren als Fehlerquelle zu nennen. Nach Rohde (17) gilt die Abrahamsche Formel für den Strahlungswiderstand von Kondensatoren auch bei den hier verwendeten hohen Frequenzen. Es ist $R = 1000 \frac{d^2}{\lambda^2}$. Dabei ist d der Abstand der Belegung in cm, λ die Wellenlänge ebenfalls in cm. Der Strahlungswiderstand R wird dann in Ohm erhalten. Für unseren Zylinderkondensator mit $d = 0{,}4$ cm ergibt sich bei einer Wellenlänge von 3 m ein Widerstand von 0,0018 Ω. Die höchste benutzte Stromstärke im Meßkreis war etwa 1 A, so daß nur 0,0018 Watt als Strahlung verlorengingen. Die kleinsten zur Messung gelangenden Verlustleistungen betrugen 0,1 Watt, so daß durch Nichtberücksichtigung der Strahlung ein Fehler von 1,8 Proz. entstehen würde. Dies stellt den ungünstigsten vorkommenden Fall dar. Bei der Mehrzahl der Messungen war der Verlust durch Strahlung so klein, daß keine Korrektion angebracht zu werden brauchte. Immerhin ist bei noch höheren Frequenzen der Verwendbarkeit des Kalorimeters eine Grenze gesetzt, da sich die Strahlung rechnerisch doch nicht so genau erfassen läßt, um eine wirklich zuverlässige Trennung von Strahlungsleistung und Verlustleistung zu ermöglichen.

Verluste durch Sprühen der Kondensatorteile konnten nicht auftreten, da die höchsten gemessenen Spannungen nur ungefähr 100 Volt betrugen.

Die verteilte Kapazität der Selbstinduktionsbügel war gering gegen die Kapazität des Meßgefäßes und außerdem waren die Dimensionen des Kreises viel kleiner als die kleinste verwendete Wellenlänge. Es kann deshalb sicher mit quasistationären Verhältnissen gerechnet werden.

Eine weitere Voraussetzung für die einwandfreie Messung des Verlustwinkels ist natürlich sinusförmige Spannung. Letztere war durch die doppelte Abstimmung zwischen Lechersystem und Meßkreis ausreichend gewährleistet. Es ist deshalb auch zulässig, die gemessenen Scheitelspannungswerte durch Division mit $\sqrt{2}$ auf Effektivwerte zu reduzieren.

Die Gleichstromleistung kann auf 0,5 Proz. genau bestimmt werden (verwendet wurden Instrumente der E-Klasse). Es ist schließlich bei Beachtung aller Vorsichtsmaßregeln, wie Strahlungskorrektion usw. die Gesamtmessung mit einem Fehler von etwa 2 Proz. behaftet, der hauptsächlich durch die Strom- und Spannungsmessung bedingt ist.

Spannungsabhängigkeit des Verlustwinkels.

Für die Ausführung der Messung ist es bequem, nicht stets an dieselbe Kondensatorspannung gebunden zu sein, da es nicht leicht ist, bei verschiedenen Wellenlängen dieselbe Resonanzspannung im Meßkreis zu erhalten. Es wurde deshalb untersucht, ob die Spannung einen Einfluß auf den Verlustwinkel hat. Bei verschiedenen Substanzen und den Wellenlängen 6, 12 und 24 m als Parameter zeigte sich, daß ein solcher Einfluß nicht vorhanden ist und deshalb unbedenklich mit verschiedenen Spannungen gearbeitet werden konnte. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit der Arbeit von Vogler (l. c.), der bei Spannungen bis 4000 Volt den Verlustwinkel ebenfalls spannungsunabhängig fand.

VII. Meßergebnisse.

Einfluß physikalischer und chemischer Beimengungen.

Es wurden mit der beschriebenen Apparatur zunächst die Einflüsse untersucht, die die Durchschlagfestigkeit eines Öles stark ändern. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 8,5 m gemacht. Es ergab sich, daß Zusatz von technischer Ölsäure zwar die Durchschlagfestigkeit stark herabsetzt, auf die Größe des Verlustwinkels jedoch keinen merklichen Einfluß hat. Bei höheren Ölsäurezusätzen tritt merkwürdigerweise wieder eine Erhöhung der Durchschlagfestigkeit auf. Denselben geringen Einfluß auf den Verlustwinkel hatte Wasser, welches ja die dielektrische Festigkeit außerordentlich stark herabsetzt. Auch ein Öl, welches durch zahlreiche Durchschläge stark verrußt war, zeigte nur eine geringfügige Änderung des Verlustwinkels. Ebenfalls keinen Einfluß hatte die Erhitzung des Öles im Vakuum. Schließlich wurde noch der Einfluß der Filterung untersucht. Es war von der Firma Schott ein Transformatoröl zur Verfügung gestellt, das auf verschiedene Weise durch Glasfilter gefiltert worden war. Diese Filter sind ja zur Filtration von Transformatorölen besonders geeignet, da sie keine Fasern an das Material abgeben (18). Die beigefügte Tab. II zeigt, daß sich zwar die dielektrische Festigkeit des Öles beträchtlich verbessern läßt, ein merklicher Einfluß auf den Verlustwinkel jedoch nicht zu erkennen ist.

Tabelle II.

Art der Filterung	tg δ	Durchschlagfestigkeit
Öl ungefiltert	0,017	65 kV/cm
Öl kalt gefiltert durch Nutsche mit 4,7 μ Poren	0,016	151 kV/cm
Öl warm gefiltert durch Nutsche mit 4,4 μ Poren	0,015	180 kV/cm

Aus den ausgeführten Versuchen läßt sich nun schließen, daß ein direkter Zusammenhang zwischen den Hochfrequenzverlusten und der Durchschlagfestigkeit bei niederen Frequenzen nicht gegeben ist. Inhomogenitäten des Materials, die die Durchschlagfestigkeit stark herabsetzen, scheinen nicht die Ursache der dielektrischen Verluste zu sein, so daß die Wagnersche Erklärung bei diesen Frequenzen nicht zutreffen kann.

Um die eben ausgesprochene Ansicht zu festigen, wurden noch einige Versuche gemacht, die sich eng an die Arbeit von Bormann und Gemant (19) anschließen. Dort sollte bewiesen werden, daß bei 50periodigem Wechselstrom die Verluste durch den von Wagner (20) angenommenen Vorgang der Aufladung innerer Grenzflächen bedingt sind. Es wurden deshalb von diesen Autoren einige typische inhomogene Mischungen untersucht und festgestellt, daß die Inhomogenitäten einen zum Teil außerordentlich großen Einfluß auf den Verlustwinkel hatten. Durch einen Zusatz von 9 Proz. Benzol, 1 Proz. Alkohol und 0,1 Proz. Pikrinsäure ließ sich (allerdings bei —20°, wo die Mischung besonders inhomogen ist) eine Vergrößerung des tg δ um fast das Hundertfache erreichen. Ähnliche inhomogene Dielektrika sind nun bei unseren hohen Frequenzen untersucht worden. Dabei ergab sich nicht nur keine Erhöhung der Verluste gegenüber reinem Öl, sondern es trat bei Mischung 3 (Tab. III) sogar eine Erniedrigung des Verlustwinkels auf, die wohl einfach aus der Mischung mit dem verlustarmen Benzol zu erklären ist. Dagegen zeigte es sich, daß bereits bei sehr kleinen Zusätzen von dipolhaltigen Flüssigkeiten, wie Nitrobenzol, Azeton, Chlorbenzol, starke Verlusterhöhungen auftraten. Bormann und Gemant haben bei technischen Frequenzen keine Vergrößerung der Verluste durch Zusatz von Dipolen gefunden. Schon daraus ist zu vermuten, daß die Verluste bei derart hohen Frequenzen nicht auf Inhomogenitäten, sondern auf die Anwesenheit von molekularen Dipolen zurückzuführen sind. Es sind bereits einige Arbeiten erschienen, die die Verluste auf Dipole zurückführen (21, 22, 23). Allerdings sind die Messungen alle bei niedrigeren Frequenzen (etwa $3 \cdot 10^6$ Hertz) gemacht worden. Bei diesen Frequenzen dürften die Verhältnisse nicht so eindeutig sein, da wahrscheinlich sowohl Inhomogenitäten wie Dipolhysteresis für die Entstehung der Verluste wesentlich sind. Dagegen scheint bei 50periodigem Wechselstrom der Verlust völlig auf Inhomogenitäten und Leitfähigkeit, bei unseren hohen Wechselzahlen jedoch ausschließlich auf Dipolhysteresis zurückführbar zu sein.

Tabelle III.

Nr.	Mischung	tg δ	Bemerkung
1	Reinöl	0,0103	Vakuumgetrocknet
2	Öl + 1 Proz. Alkohol	0,0105	
3	Öl + 9 Proz. Benzol, 1 Proz. Alkohol, 0,1 Proz. Pikrinsäure	0,0088	Mischung trübe
4	Öl + 10 Proz. Nitrobenzol	0,0167	Dipolmoment $\mu = 3{,}9 \cdot 10^{-18}$ e. s. E.
5	Öl + 10 Proz. Azeton	0,0141	$\mu = 2{,}7 \cdot 10^{-18}$ e. s. E.
6	Öl + 10 Proz. Chlorbenzol	0,0135	$\mu = 1{,}64 \cdot 10^{-18}$ e. s. E.

Frequenzabhängigkeit des Verlustwinkels.

Um einen weiteren Einblick in den Mechanismus der Verluste zu bekommen, wurde die Frequenzabhängigkeit des Verlustwinkels untersucht. Die Messungen wurden von $\lambda = 3$ bis 28 m ausgedehnt, um den Anschluß an die Arbeit von Vogler (l. c.) zu erhalten. Fig. 2 zeigt die Kurven zweier ungebrauchter Transformatoröle. Transformatoröl Nr. 5 zeigt zwei scharf ausgeprägte Maxima von annähernd gleicher Höhe. Das Auftreten der Maxima ist mit der Debyeschen Dipoltheorie leicht zu erklären, wenn man annimmt, daß zwei Dipole mit verschiedener

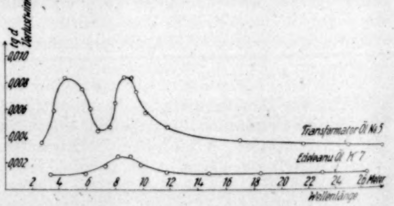


Fig. 2.

Relaxationszeit im Öl vorhanden waren. Das nach Edeleanu mit flüssigem Schwefeldioxyd raffinierte Öl zeigt zwar absolut genommen einen viel kleineren Verlustwinkel als die normalen Öle, deren Typus die andere Kurve darstellt.

Es ist aber doch noch ein, wenn auch schwächeres Maximum vorhanden, das auf die Anwesenheit von Dipolen hinweist. Nach niedrigen Frequenzen zu wird bei allen Substanzen die Kurve

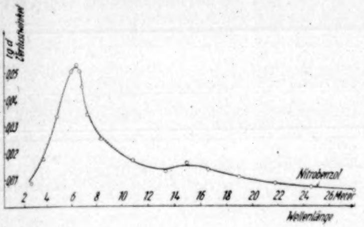


Fig. 3.

immer flacher, was mit der Arbeit von Vogler im Einklang steht, der von $\lambda = 25$ bis 150 m den Verlustwinkel frequenzunabhängig fand. Auch die Größe des Winkels stimmt einigermaßen mit den von Vogler gefundenen Werten überein. Fig. 3 zeigt die Kurve einer reinen Dipolsubstanz und zwar Nitrobenzol mit einem Dipolmoment $\mu = 3{,}9 \cdot 10^{-18}$ e. s. E. (24). Es ist nur ein sehr scharfes resonanzkurvenähnliches Maximum vorhanden, wie es bei einem reinen Dipol nicht anders zu erwarten ist. Außerdem ist der Betrag des Verlustwinkels sehr viel höher als bei den untersuchten Transformatorölen. Des weiteren sind in Fig. 4 die Kurven für einige Lösungsmittel aufgetragen. Die dipolfreien Substanzen Benzol und p-Xylol zeigen nur eine geringe Frequenzabhängigkeit ohne Maximum, während das Gemisch aus ortho-para- und meta-Xylol (für o-Xylol $\mu = 0{,}5 \cdot 10^{-18}$ e. s. E.) bereits wieder die für Dipole typische Kurve aufweist.

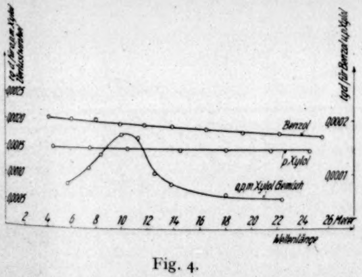


Fig. 4.

Bei Benzol waren die Messungen durch die starke Verdunstung erschwert, weshalb den Werten nur eine Genauigkeit von etwa 5 Proz. zukommt. In Fig. 5 sind die Verlustkurven für Mischungen aus Öl und Nitrobenzol bzw. Benzol dargestellt. Der starke Dipol Nitrobenzol prägt dem Öl völlig sein Verhalten auf, während bei

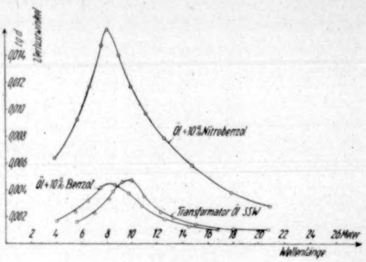


Fig. 5.

der Mischung mit Benzol sich bereits der Viskositätseinfluß in einer Parallelverschiebung der Kurven äußert.

Untersuchung von „stabilisiertem Öl".

In der Arbeit von Ornstein (l. c. 6) war nachgewiesen worden, daß ein Isolieröl, welches längere Zeit einem Hochspannungsfeld ausgesetzt war, eine bedeutende Verringerung seines Verlustwinkels erfährt. Diese Veränderung ist auf elektrolytische und kataphoretische Reinigung zurückzuführen. Ornstein nennt den Vorgang „Stabilisieren" der Öle, da einmal so behandelte Öle ihre neuen Eigenschaften dann dauernd beibehalten. Als Beweis für die mit der Stabilisierung verbundene Verringerung der Ohmschen Leitfähigkeit dürfte gelten, daß zunächst eine nur geringe Frequenzabhängigkeit des Verlustwinkels vorhanden ist, die erst nach der elektrischen Reinigung stark hervortritt. Bei ungereinigtem Öl überwiegen eben die reinen Ableitungsverluste über die eigentlichen frequenzabhängigen Dipolverluste. Natürlich kann bei niedrigeren Frequenzen auch noch der Wagner-Effekt eine Rolle spielen. Die Ornsteinschen Messungen erstreckten sich bis $3 \cdot 10^6$ Hertz. Es blieb deshalb das Verhalten stabilisierter Öle bei unseren Frequenzen zu untersuchen. Das Öl wurde zunächst in einem Plattenkondensator dem Felde ausgesetzt. Der Plattenabstand betrug 1 cm, die angewandte Spannung war 35 kV. Im Laufe von mehreren Stunden fiel der Strom von 10^{-8} auf 10^{-10} A. Bei Nitrobenzol genügte eine Spannung von etwa 1000 Volt. Dabei fiel der Strom von 10^{-4} auf einen Endwert von 10^{-6} A. Als nun das gereinigte Öl aus dem Kondensator mit einer Pipette abgesaugt wurde, zeigte es sich, daß durch die Strömung die auf den Platten niedergeschlagenen Verunreinigungen wieder mitgenommen wurden

und dadurch eine Verschlechterung der Proben auftrat. Es wurde deshalb ein einfacher Durchströmapparat konstruiert, der sich für die kleinen benötigten Mengen gut bewährt hat. Fig. 6 zeigt

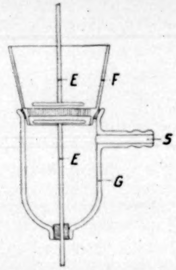


Fig. 6.

ein Schottsches Glasfilter *F* zwischen den Kondensatorplatten *E*. Das abfließende Öl sammelt sich in *G*. Zur Beschleunigung des Vorgangs kann

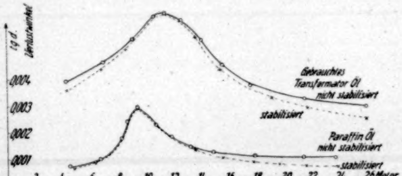


Fig. 7.

an den Stutzen *S* eine Wasserstrahlpumpe angeschlossen werden. Die Filtergeschwindigkeit darf dabei nicht über ein gewisses Maß gesteigert

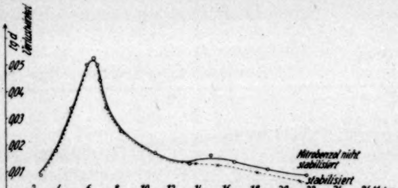


Fig. 8.

werden. Es muß nämlich das Öl längere Zeit zwischen den Elektroden bleiben, da sonst die Stabilisierung nicht ausreichend ist und das Öl dann mehrmals durch den Apparat geschickt werden muß. Die angelegte Spannung durfte nicht wesentlich über 25 kV gesteigert werden, da sonst das Filter durchschlagen würde.

Bei der Messung zeigte sich nun, daß in der Gegend des Maximums gar keine und sonst eine nur sehr geringe Verbesserung hinsichtlich der Verluste auftritt (Fig. 7 und 8). Vor allem bei Nitrobenzol sind unzweifelhaft Verunreinigungen entfernt worden, da sich auf den Elektroden ein dunkler Niederschlag ansammelte. Die Tatsache, daß die Öle durch Stabilisierung nicht verbessert werden können, dürfte ein weiterer Beweis für die Behauptung sein, daß bei diesen hohen Frequenzen die Verluste durch Ableitung vollständig zurücktreten und nur Dipolhysterese eine Rolle spielt.

Abhängigkeit der Verluste von der Viskosität.

Schließlich wurde noch die Abhängigkeit der Verluste von der Viskosität untersucht. Verwendet wurde das stark viskose Kabelöl K 530 der Rhenania-Ossag, das mit *p*-Xylol verdünnt wurde. *p*-Xylol erwies sich von allen dipolfreien Lösungsmitteln als das geeignetste. Die Zähigkeit wurde mit einem Viskosimeter nach Cochius[1]) gemessen, das mit Glyzerin bekannter Dichte geeicht war. Es wurden vier verschiedene Mischungen hergesellt, deren Zähigkeiten wie folgt gemessen wurden:

Mischung I	$\eta = 0{,}675$ Poise	$t = 20°$
Mischung II	$\eta = 1{,}45$,,	
Mischung III	$\eta = 4{,}85$,,	
Kabelöl K 530	$\eta = 6{,}4$,,	

Fig. 9 zeigt nun, daß eine Verschiebung der Verlustkurven auftritt, und zwar sind die Kurven der weniger zähen Mischungen nach höheren

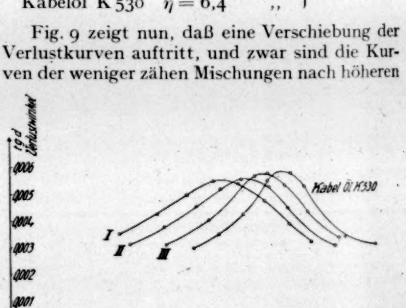


Fig. 9.

Frequenzen verschoben. Dies steht qualitativ in bestem Einklang mit der Debyeschen

1) Von der Firma Schott, Jena, durch Vermittlung von Herrn Dipl.-Ing. Großmann entgegenkommenderweise zur Verfügung gestellt.

Theorie (l. c. 24). Es gilt die bekannte Gleichung für die Relaxationszeit:

$$\tau = \frac{4\pi\eta r^3}{kT}. \qquad \text{(I)}$$

Dabei ist τ die Relaxationszeit, d. h. die Zeitkonstante, die die Rückkehr der gerichteten Dipole in den Zustand ungeordneter Verteilung bestimmt. η ist die Viskosität in Poise, r der Molekülradius in cm, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Die Relaxationszeit ist mit der dem maximalen Verlustwinkel entsprechenden Frequenz durch folgende Beziehung verbunden:

$$\omega_{\max} \cdot \tau \approx 1. \qquad \text{(II)}$$

Wenn nun die Viskosität abnimmt, wird bei gleichbleibender Temperatur auch die Relaxationszeit kleiner. Um dennoch Gleichung II aufrechtzuerhalten, muß die dem Maximum der Kurve entsprechende Frequenz größer werden. Qualitativ ist also Übereinstimmung mit der Theorie festzustellen. Quantitativ müßte allerdings die Verschiebung viel größer sein. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist bei dem uneinheitlichen Charakter des verwendeten Kabelöles erklärlich. Des weiteren dürften bei der geringen Verdünnung Assoziationserscheinungen einen störenden Einfluß haben. Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß auch Mizushima (26) die Abhängigkeit der dielektrischen Verluste von der Viskosität untersucht hat. R. Goldammer (27) findet in seinen Arbeiten über die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Viskosität bei chemisch wohldefinierten Substanzen ebenfalls nur eine qualitative Übereinstimmung mit der Theorie, was er auf Assoziationseinflüsse zurückführt.

VIII. Zusammenfassung.

Es wurden die dielektrischen Verluste von Ölen bei Frequenzen von 10^7 bis 10^8 Hertz mit einem Differentialkalorimeter gemessen. Meßgenauigkeit 2 Proz. Es wird nachgewiesen, daß sich aus dem Verlustwinkel bei diesen Frequenzen kein Schluß ziehen läßt auf die Durchschlagfestigkeit bei Niederfrequenzen, da Verunreinigungen (Ölsäure, Feuchtigkeit, Ruß), die die Durchschlagfestigkeit stark erniedrigen, keinen Einfluß auf den Verlustwinkel haben. Auch nach Reinigung des Öles im Hochspannungsfeld läßt sich keine Veränderung des Verlustwinkels nachweisen. Dagegen wird durch mehrere Versuche wahrscheinlich gemacht, daß die Verluste fast ausschließlich molekularen Dipolen zuzuschreiben sind. Die Kurven $\operatorname{tg} \delta = f(\lambda)$ für verschiedene Arten von Isolierölen zeigen dasselbe resonanzkurvenähnliche Maximum, das für reine Dipolsubstanzen charakteristisch ist. Des weiteren läßt sich durch Veränderung der Zähigkeit eine Verschiebung des Maximums erreichen, die wenigstens qualitativ der Debyeschen Theorie entspricht.

Zum Schluß möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. A. Esau, für sein stetes und förderndes Interesse an dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen. Den Firmen Schott, Rhenania-Ossag und Kraftwerk Thüringen bin ich für die Überlassung von Ölproben zu Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis.

1) Darmstaedter, Arch. f. Elektrotechn. **24**, 701, 1930. Daselbst Angabe der älteren Literatur.
2) Die Ölbewirtschaftung. Hrsg.: Vereinigung der Elektrizitätswerke. Berlin 1930, S. 34ff.
3) Elektrotechn. Zeitschr. **47**, 594, 1926.
4) Harms, Ann. Phys. **5**, 565, 1901.
5) Preuner und Pungs, Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft **21**, 594, 1919.
6) Ornstein, Willemse und Mulders, Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 241, 1928.
7) Vogler, Elektr. Nachrichten-Technik **8**, 197, 1931.
8) Malsch, Ann. Phys. **12**, 865, 1932.
9) Clair, Amer. Inst. of Electrical Engineers **45**, 729, 1926.
10) Owen, Phys. Rev. **34**, 1035, 1929.
11) Pätzoldt, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **36**, 85, 1930.
12) L. Rohde, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 263, 1931.
13) H. Schwarz, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik **39**, 160, 1932.
14) L. Rohde, Hochfrequenz und Elektroakustik **40**, 3, 1932.
15) Townsend und Morrell, Phil. Mag. **42**, 265, 1921.
16) E. Schott, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **18**, 82, 1921.
17) Arbeit erscheint demnächst.
18) Prausnitz und Obenaus, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 94, 1932.
19) Bormann und Gemant, Wissenschaftl. Veröffentl. des Siemens-Konzerns **10**, 119, 1931.
20) K. W. Wagner, Arch. f. Elektrotechn. **2**, 371, 1914.
21) Kitchin und Müller, Phys. Rev. **32**, 979, 1928; außerdem Kitchin, J. A. J. E. E. **48**, 281, 1929.
22) Ornstein und Willemse, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 345, 1930.
23) Johnstone und Williams, Phys. Rev. **34**, 1483, 1929.
24) Debye, Polare Molekeln. S. Hirzel, 1929.
25) S. Mizushima, Physik. Zeitschr. **28**, 418, 1927.
26) R. Goldammer, Physik. Zeitschr. **33**, 361, 1932; R. Goldammer und H. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 224, 1930.

(Eingegangen 10. Juli 1933.)

Flughöhenhysteresis des Röhrengenerators.

Von Heinrich Löwy.

In dieser Zeitschrift 1925, 649 habe ich gezeigt, daß die von E. V. Appleton und B. v. d. Pol (Phil. Mag. 1922) an geschlossenen Schwingungskreisen studierten Hysteresis- und Labilitätserscheinungen auch an offenen Kreisen auftreten und zur Bestimmung der Bodendistanz von Luftschiffen benutzt werden können. Bei den Flugversuchen, die ich 1924 in dem Zeppelin-Luftschiffe Z. R. III über der Ostsee gemacht habe (und die in der zitierten Abhandlung beschrieben sind), habe ich mich aber noch nicht in das Labilitätsgebiet vorgewagt, sondern habe in jenem Schwingungsgebiet gearbeitet, wo die Änderungen der Kapazität mit reversiblen Änderungen des Antennenstroms verknüpft sind. Will man den Meßvorgang in das hochempfindliche Labilitätsgebiet verlegen, so muß man über ein Instrument verfügen, das äußerste Konstanz der Schwingungsgrößen (Spannungen, Kopplungen usw.) gewährleistet und außerdem — durch ein System von Feinregulierungen — es ermöglicht, an die Abreiß- und Ansprungpunkte nahe heranzukommen. Ein solches Instrument habe ich gebaut und im Jahre 1930 im Luftschiffbau Zeppelin in Friedrichshafen a. B. erprobt.

Die Abreißmethode besitzt — abgesehen von ihrer großen Empfindlichkeit — eine Eigenschaft, die sie in meßtechnischer Hinsicht für elektroaviatische Zwecke besonders geeignet macht. Will man die Bodendistanz eines Luftschiffs messen oder beim Flug über eine Wüste feststellen, ob Grundwasser vorhanden ist, so benutzt man die Tatsache, daß die Kapazität C der Luftschiffantenne vom Abstand h von der elektrisch leitfähigen Fläche abhängt. Für eine bestimmte Form und Lage der Antenne ist die Größe

$$\frac{\partial C}{\partial h} = f(h)$$

eine mit der Flughöhe monoton abnehmende Funktion. Man benützt ferner die Eigenschaft des Röhrengenerators, daß der Strom J seines Schwingungskreises von der Kapazität C abhängt und daß die Größe

$$\frac{\partial J}{\partial C} = g(C),$$

je nach der Einstellung des Instruments, speziell je nach dem Wert von C, mit C zu- oder abnimmt. Die Empfindlichkeit der Meßanordnung ist

$$\frac{\partial J}{\partial h} = \frac{\partial J}{\partial C} \cdot \frac{\partial C}{\partial h}.$$

Obwohl $\frac{\partial C}{\partial h}$ mit der Flughöhe abnimmt, kann man doch durch passende Dimensionierung des Schwingungskreises, d. h. durch passende Wahl von C, erreichen, daß die Abnahme des einen Faktors $\left(\frac{\partial C}{\partial h}\right)$ durch die Zunahme des anderen Faktors $\left(\frac{\partial J}{\partial C}\right)$ überkompensiert wird.

Diese meßtechnisch interessante Tatsache, daß die Meßempfindlichkeit — in bestimmten Grenzen — mit der Flughöhe zunimmt, kann in drastischer Weise demonstriert werden, indem man, in bestimmter Höhe fliegend, den Röhrengenerator durch Steigen des Luftschiffs zum Anspringen bringt. Hierzu ist nur erforderlich, daß mit Hilfe der in der Antenne befindlichen Drehkondensatoren die Gesamtkapazität C auf den durch Punkt P (Fig. 1) bezeichneten Wert eingestellt wird. Die Figur stellt die Hysteresisschleife dar; die Pfeile deuten an, in welcher Richtung sie vom Antennenstrom J bei Änderung der Kapazität C durchlaufen wird.

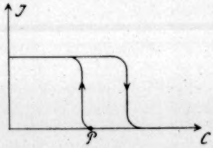


Fig. 1.

Die erste Andeutung dieser Erscheinung habe ich gelegentlich einer Schweizerfahrt (am 21. Oktober 1930) beim Fluge über dem Bieler und Neuchâteler See beobachtet. In voller Klarheit habe ich sie gelegentlich der beiden Werkstättenfahrten des „Graf Zeppelin" über dem Bodensee am 26. und 27. November 1930 festgestellt.

Das neue Instrument, mit dem diese Versuche gemacht wurden, ist, abgesehen von seiner größeren Präzision, im Prinzip mit dem früher benutzten (l. c. S. 653) identisch. Fig. 2 zeigt die Schaltung und Dimensionierung. Das Instrument war, wie bei den Versuchen im Z. R. III, in der 5. Motorgondel aufgestellt. Die Antenne, eine 190 m lange Kupferlitze (von 1 mm Durchmesser und etwa 10 g/m Gewicht), war an Punkt A (Fig. 2) angeschlossen und wurde mittels einer Haspel aus dem Fenster der Gondel

herausgelassen. Das Metallgerippe des Luftschiffs und der Aluminiumkasten des Instruments war mit Punkt Z verbunden. Zwischen Z und dem Weston-Thermo-Instrument (120 mA) waren die drei parallel geschalteten Kondensatoren III, IV und V eingefügt. Die Anodenspannung betrug 180 Volt, die Heizspannung 3, die Gittervorspannung — 9,2 Volt. Der Kondensator III war auf 40°, der Kondensator IV auf 72°, die Rückkopplung auf 43° gestellt. Als Elektronenrohr wurde die Type Telefunken RS 238 III (mit Oxydkathode) benützt.

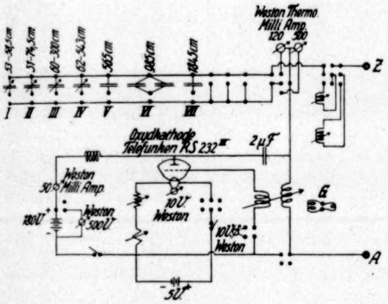


Fig. 2.

Bei dieser Einstellung fließt in der Höhe von 250 m über dem Wasser kein Strom in der Antenne. Steigt das Luftschiff, so setzt die elektrische Schwingung ein und erreicht in kontinuierlicher Weise den Wert 90 mA in der Höhe von 350 m. An diesem Punkt befindet man sich unmittelbar vor dem Labilitätsgebiet. Eine geringe weitere Zunahme der Flughöhe (um wenige Meter) bewirkt, daß der Antennenstrom über den Maximalwert des Thermo-Instruments (120 mA) hinaus jäh anspringt. Die kleine, mit der Antennenspule gekoppelte Glühlampe G (Fig. 2) leuchtet auf.

Das Experiment wurde auf den beiden Fahrten mehrmals, mit genau gleichem Erfolg, wiederholt.

In praktischer Hinsicht bedeutet dieses Ergebnis, daß man in ariden Gebieten aus einer Flughöhe von 250 m (über dem Boden) Grundwasser bis zu einer Tiefe von 100 m nachweisen könnte.

(Eingegangen 3. August 1933.)

Die Cotton-Mouton-Konstante des Nitrobenzols beim Umwandlungspunkt.

Von Hans König.

1. Einleitung und Problemstellung.

Bei Versuchen über die Temperaturabhängigkeit u. a. von Dielektrizitätskonstante und Dichte des Nitrobenzols fanden Wolfke und Mazur[1]) zwei Flüssigkeitsphasen Nitrobenzol I und Nitrobenzol II mit einem Umwandlungspunkt bei 9,6° C. Eine Bestätigung dieses Resultats erhielten sie bei der Aufnahme der Erwärmungskurve, die einen Haltepunkt bei 9,6° C ergab. Fast gleichzeitig erhielten Wolfke und Ziemecki[2]) bei Verwendung desselben Nitrobenzols eine vollkommen kontinuierliche Änderung des Brechungsquotienten mit der Temperatur, obwohl man nach dem Lorentz-Lorenzschen Gesetze von der Diskontinuität der Dichte auf eine solche des Brechungsquotienten zu schließen geneigt ist. Auch H. Trotter[3]) glaubt bei Untersuchungen über den Kerr-Effekt zwei verschiedene Flüssigkeitszustände des Nitrobenzols festzustellen, während eine Reihe neuerer Arbeiten[4]), die sich mit verschiedenen physikalischen Eigenschaften des Nitrobenzols befassen, keinen Umwandlungspunkt finden konnten.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, das Verhalten der Cotton-Mouton-Konstanten im Gebiet des Umwandlungspunktes der angeblichen beiden Nitrobenzolphasen zu prüfen.

2. Cotton-Mouton-Effekt und molekulare Orientierungstheorie.

Der Cotton-Mouton-Effekt, das magnetische Analogon zum elektro-optischen Kerr-Effekt, verläuft nach dem von Cotton und Mouton[5]) gefundenen Gesetz

$$\delta = ClH^2, \tag{1}$$

in dem δ den Gangunterschied zwischen außerordentlichem und ordentlichem Strahl in Wellenlängen, l die Länge der im Magnetfeld befindlichen Flüssigkeitsstrecke und H die magnetische

1) Wolfke u. Mazur, Zeitschr. f. Phys. **74**, 110, 1932.
2) Wolfke u. Ziemecki, Acta physica polonica **1**, 271, 1932.
3) H. Trotter, Phys. Rev. **40**, 1052, 1932.
4) Wellm, Zeitschr. f. phys. Chem. B **19**, 113, 1932; Massey, Wolfenden, Warren, Journ. chem. Soc. London **91**, 1932; J. N. Friend, Nature **129**, 471, 1932; Piekara, Nature **130**, 93, 1932; Thorne and Bayley, Phys. Rev. **41**, 376, 1932.
5) Cotton u. Mouton, C. R. **145**, 229, 1907.

Feldstärke bedeuten. C, die Cotton-Mouton-Konstante, ist eine für jede Flüssigkeit charakteristische Größe, die von der Wellenlänge des hindurchgehenden Lichts und von der Temperatur der Flüssigkeit abhängt. Sie läßt sich aus der Langevinschen molekularen Orientierungstheorie berechnen und ergibt sich unter gewissen Voraussetzungen[1]) zu

$$C = \text{const}\,\frac{(n^2+2)^2\varrho}{nT} \tag{2}$$

(n Brechungsquotient, ϱ Dichte, T absolute Temperatur der Flüssigkeit). Szivessy[2]) hat experimentell nachgewiesen, daß diese Gleichung die Temperaturabhängigkeit der Cotton-Mouton-Konstanten zwar qualitativ richtig wiedergibt, daß die Konstante aber mit abnehmender Temperatur stärker zunimmt als aus Gleichung (2) hervorgeht; jedenfalls aber müßte eine Diskontinuität der Dichte eine solche der Cotton-Mouton-Konstanten nach sich ziehen. Die Orientierungstheorie liefert aber außerdem die nahe Verwandtschaft der magnetischen Doppelbrechung zum Kerr-Effekt, man könnte also auch aus den oben erwähnten Versuchen von H. Trotter auf eine Unstetigkeit im Temperaturverlauf der Cotton-Mouton-Konstanten bei 9,6° C schließen.

Da sich aus den Meßergebnissen von Szivessy[3]) einwandfreie Aussagen über das Verhalten des Cotton-Mouton-Effekts im Umwandlungspunkt nicht machen lassen[4]), werden in dieser Arbeit besondere Messungen für dieses Gebiet durchgeführt.

3. Versuchsanordnung.

Das Nitrobenzol befindet sich in einem Messingröhrchen, das mittels spannungsfreier Glasplättchen verschlossen ist. Um dieses Röhrchen ist koaxial ein Messingprofilrohr so gelegt, daß zwischen den beiden Röhrchen Wasser zur Temperierung des Nitrobenzols fließen kann. Das Ganze ist drehbar und nach oben und unten verschiebbar an dem einen der abgeflachten Polschuhe eines Weißschen Magneten montiert und befindet sich zwischen gekreuzten Nicols, deren Schwingungsrichtungen unter 45° gegen die Kraftlinien des Magnetfeldes geneigt sind. Als Lichtquelle dient eine Quecksilberlampe, deren Licht durch ein Wratten-Grünfilter Nr. 58 weitgehend monochromatisiert wird.

1) Szivessy, Handb. d. Phys. **21**, 819.
2) Szivessy, Ann. d. Phys. **68**, 127, 1922; **69**, 231, 1922.
3) Szivessy, Ann. d. Phys. **68**, 1922, S. 148 und 149.
4) Die Kurve von Szivessy enthält in dem hier interessierenden Bereich nur zwei Meßpunkte bei 5,4° C und bei 16,2° C.

Die durch das Magnetfeld im Nitrobenzol hervorgerufene Phasendifferenz wird nach der sehr empfindlichen Methode von Szivessy und Dierkesmann[1]) gemessen. Zwischen dem Nitrobenzolröhrchen und dem Analysator wird ein Teilkreis mit einem das halbe Gesichtsfeld bedeckenden Glimmerblättchen („Halbschattenplatte") eingefügt. Der Gangunterschied der Halbschattenplatte wurde vorher mit einem Kompensator zu $\Delta = (0{,}0748 \pm 0{,}0005)\,\lambda$ ermittelt. Der Teilkreis ist in halbe Grade geteilt und gestattet an zwei Nonien Minutenablesung. Beim Drehen des Teilkreises findet man 8 Azimute der Halbschattenplatte, für welche die Intensitäten der beiden Gesichtsfeldhälften gleich sind; ihre Lage zueinander zeigt die schematische Fig. 1. Vier dieser Halbschattenstellungen (I)

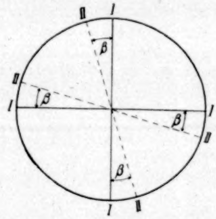


Fig. 1.

sind identisch mit den Auslöschungsazimuten der Halbschattenplatte (unterscheiden sich also um je 90° voneinander), während die vier anderen, die sog. Meßhalbschatten (II), gegen die Auslöschungsstellungen des Glimmerplättchens um den Winkel β verdreht sind. Aus diesem Azimut β und dem bekannten Gangunterschied Δ der Halbschattenplatte erhält man den Gangunterschied δ des Nitrobenzols durch die einfache Beziehung

$$\operatorname{tg}\delta = \sin|2\beta|\operatorname{tg}\Delta/2. \tag{3}$$

Das Magnetfeld wird durch einen Weißschen Magneten mit Wasserkühlung erzeugt. Er liefert mit abgeflachten Polschuhen (120 mm Durchmesser) aus Kruppschem Kobalteisen bei 11 mm Polabstand eine maximale Feldstärke von 30000 Gauß. Da besonderer Wert auf Homogenität des Feldes gelegt wird, werden sämtliche Messungen bei einer Feldstärke von 16600 Gauß durchgeführt. Das Feld wurde mit einer von Hartmann & Braun geeichten Wismutspirale ausgemessen.

1) Szivessy u. Dierkesmann, Ann. d. Phys. **11**, 971, 1931.

Die Temperatur des Nitrobenzols wird mit zwei Kupferkonstantanthermoelementen am Anfang und am Ende des Röhrchens bestimmt. Die Thermoelemente wurden vorher mit einem vom Thüringischen Staatsprüfamt geeichten Thermometer verglichen. Um verschiedene Temperaturen zu erhalten, fließt das Temperierungswasser entweder durch eine geheizte Kupferspirale oder durch eine eisgekühlte Kupferrohrleitung, je nachdem ob oberhalb oder unterhalb der Wasserleitungstemperatur gemessen wird. Mit Metallhahn und Reduzierventil kann die Strömungsgeschwindigkeit variiert und können beliebige Temperaturen für die Dauer einer halben Stunde auf $\pm {}^1/_{10}{}^\circ$ konstant gehalten werden.

4. Meßergebnisse.

Die in folgender Tabelle angeführten Versuchsergebnisse wurden an chemisch reinem Nitrobenzol von Schering und Kahlbaum, bei einer Flüssigkeitslänge von $l = 12 \pm 0{,}01$ cm gewonnen. Sämtliche Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 546 $\mu\mu$ und einer Feldstärke von 16600 ± 20 Gauß durchgeführt.

t in °C	2β	δ	δ in Wellenlängen
5,7	14° 58′ 51″	3° 32′ 40″	0,00985
6,5	14° 48′ 30″	3° 30′ 17″	0,00974
7,8	14° 39′ 18″	3° 28′ 9″	0,00964
8,9	14° 24′ 48″	3° 24′ 48″	0,00947
9,6	14° 17′ 1″	3° 23′ 0″	0,00940
10,1	14° 13′ 12″	3° 22′ 7″	0,00936
10,8	14° 3′ 24″	3° 19′ 50″	0,00924
12,5	13° 53′ 9″	3° 17′ 28″	0,00914
13,2	13° 43′ 42″	3° 15′ 17″	0,00904
13,7	13° 41′ 54″	3° 14′ 51″	0,00902
15,0	13° 35′ 3″	3° 13′ 16″	0,00895
17,3	13° 11′ 13″	3° 7′ 48″	0,00869
20,0	12° 56′ 58″	3° 4′ 25″	0,00853

t, die Temperatur des Nitrobenzols, wurde durch Mittelwertsbildung aus je acht Ablesungen am Anfang und am Ende der Flüssigkeitsstrecke erhalten.

Der Winkel 2β wurde aus den vier Halbschattenstellungen jeweils viermal bestimmt, sein mittlerer Fehler beträgt bei 20° C $\pm 0{,}6'$, woraus sich der mittlere Fehler für δ zu $\pm 0{,}7'$ bezw. $\pm 0{,}000032\,\lambda$ errechnet, wenn man den oben angegebenen Fehler von Δ berücksichtigt.

Die graphische Darstellung der Temperaturabhängigkeit des Cotton-Mouton-Effektes gibt die folgende Fig. 2, in der als Abszisse die Temperatur in Celsiusgraden, als Ordinate die Phasendifferenz in Minuten aufgetragen ist.

Die Kurve gibt keinerlei Anhaltspunkte für ein anomales Verhalten der Cotton-Mouton-Konstanten des Nitrobenzols im Temperaturgebiet des von Wolfke und Mazur gefundenen Umwandlungspunktes, vielmehr verbindet sie die beiden Meßpunkte von Szivessy[1]) in stetiger Neigung miteinander. Daß hier, im Gegensatz zu den aus Gleichung (2) gemachten Folgerungen, keine Diskontinuität im Temperaturverlauf des Cotton-Mouton-Effektes festgestellt werden konnte, liegt kaum an dem zu geringen Reinigungsgrad des Nitrobenzols; denn Wellm[2])

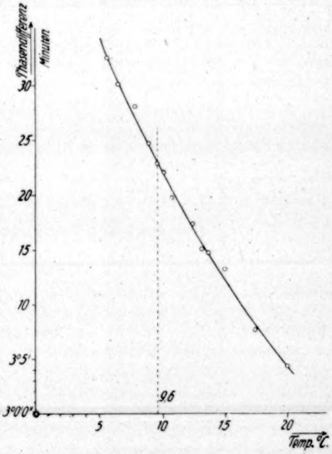


Fig. 2.

wiederholte die Messungen von Dichte und Dielektrizitätskonstante an besonders gereinigtem Nitrobenzol und fand stetig verlaufende Kurven. Vielleicht ist es eher umgekehrt möglich, daß der von Wolfke und Mazur gefundene Umwandlungspunkt auf irgendwelche Verunreinigungen zurückzuführen ist[3]).

Die Cotton-Mouton-Konstante errechnet sich aus den Werten obiger Tabelle für eine Wellenlänge von 546 $\mu\mu$ bei 20° C zu

$$C = \frac{\delta}{l H^2} = 25{,}7 \cdot 10^{-13} \pm 0{,}4 \text{ Proz.}$$

Der von Cotton und Mouton[4]) bestimmte Absolutwert der Konstanten beträgt bei 16,3° C und

1) Vgl. Anm. 4, S. 732.

2) Vgl. Anm. 4, S. 731.

3) A. Smits, Zeitschr. f. phys. Chem. A **160**, 225, 1932. A. Smits und H. Gerding, Zeitschr. f. phys. Chem. A **160**, 231, 1932.

4) Cotton et Mouton, C. R. **151**, 1910, S. 863.

578 $\mu\mu$ $C = 25{,}3 \cdot 10^{-13} \pm 1$ Proz.[1]) Umgerechnet auf 20° C und 546 $\mu\mu$ wird der Cotton-Moutonsche Wert $C = 26{,}4 \cdot 10^{-13} \pm 1$ Proz.

5. Zusammenfassung.

Der Cotton-Mouton-Effekt des Nitrobenzols wird nach der Methode von Szivessy und Dierkesmann gemessen; seine Temperaturabhängigkeit ergibt auch nicht andeutungsweise einen anomalen Verlauf bei dem von Wolfke und Mazur gefundenen Umwandlungspunkt.

Die Cotton-Mouton-Konstante wird bei 20° C und 546 $\mu\mu$ zu $25{,}7 \cdot 10^{-13} \pm 0{,}4$ Proz. ermittelt.

1) In den Tabellen von Landolt-Börnstein und im Handb. d. Phys. **21**, 813 steht irrtümlicherweise für die Cotton-Mouton-Konstante des Nitrobenzols 23,5 statt $25{,}3 \cdot 10^{-13}$.

Danzig-Langfuhr, Theoretisch-physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

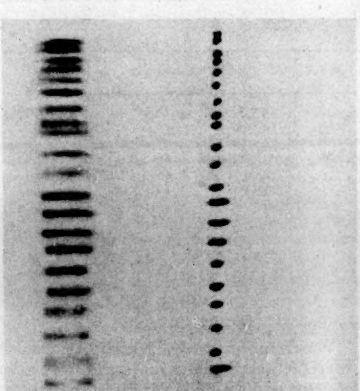
(Eingegangen 5. August 1933.)

Optische Demonstration der Wandstärken maximaler Durchlässigkeit für Ultraschallwellen.

Von E. Hiedemann und H. R. Asbach.

Will man die Kompressibilität von Elektrolyten mittels der Methode von P. Debye und F. W. Sears[1]) messen[2]), so muß man den Piezoquarz, welcher die Ultraschallwellen erzeugt, in einer nichtleitenden Flüssigkeit erregen und die Ultraschallwellen durch eine Trennwand in den zu untersuchenden Elektrolyten eintreten lassen. Es ist zweckmäßig, die Trennwand so zu wählen, daß sie eine möglichst große Durchlässigkeit für Ultraschallwellen hat. Nach der Theorie von Lord Rayleigh[3]) haben für eine Schallwelle bestimmter Frequenz alle solche Wandstärken eines bestimmten Materials eine maximale Durchlässigkeit, die ein ganzzahliges Vielfaches der halben Schallwellenlänge in dem betreffenden Medium sind. Die Rayleighsche Theorie wurde von Boyle und Rawlinson[4]) verfeinert und unmittelbar auf Ultraschallwellen angewendet. Später konnten Boyle und Froman[1]) diese Theorie für den Fall senkrechter Inzidenz an Ultraschallwellen experimentell bestätigen.

Die Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Wandstärke und die Wandstärken maximaler Durchlässigkeit lassen sich in einfacher Weise optisch demonstrieren. Man benutzt die Schallwellen nach Debye und Sears als optisches Gitter und tastet das Schallfeld durch eine Reihe von Lochblenden nach dem Verfahren von R. Bär und Edgar Meyer[2]) ab. Wir trennten die Flüssigkeit durch einen Keil von Messing oder Elfenbein und brachten eine Reihe von Lochblenden vor dem Raum zwischen Keil und Piezoquarz an, sowie eine zweite Reihe von Lochblenden vor dem Flüssigkeitsraum hinter dem Keil. Da die Zahl der auftretenden Beugungsbilder der Lochblenden von der Intensität der Ultraschallwellen abhängt, so kann man aus der Zahl dieser Beugungsbilder einen Überblick über die Intensitätsverteilung im Schallfeld hinter dem Keil gewinnen und die Stellen maximaler Durchlässigkeit unmittelbar erkennen. Die Figur zeigt eine Photographie, in welcher die



Stellen maximaler Durchlässigkeit ohne weiteres zu ersehen sind. Die breiten Striche ergeben ein Bild des Schallfeldes vor dem Keil, die schärferen Beugungsbilder zeigen die Intensitätsverteilung im Schallfeld hinter dem Keil. Man kann leicht zwei Stellen maximaler Durchlässigkeit, die der Rayleighschen Theorie entsprechen, erkennen.

1) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. **18**, 409, 1932.
2) Solche Messungen sind hier auf Anregung von Herrn Prof. H. Falkenhagen im Gange und werden später veröffentlicht.
3) Lord Rayleigh, Theory of Sound **2**, 86.
4) Boyle and Rawlinson, Transact. Roy. Soc. Canada **22**, 55, 1928.

1) Boyle and Froman, Can. Journ. of Res. **1**, 405, 1929.
2) R. Bär u. Edgar Meyer, Physik. Zeitschr. **34**, 393, 1933.

Die entsprechenden Keildicken verhielten sich wie 1 : 2. Verwendet man einen Quarz anderer Frequenz, so ändert sich natürlich die Lage der Durchlässigkeitsmaxima. Verwendet man einen Quarz, der Schallwellen großer Intensität zu erzeugen gestattet, so kann man noch in einem ziemlich breiten Frequenzbande gute Schallintensitäten erzeugen[1]) und dann zeigen, wie die Stelle des Durchlässigkeitsmaximums bei Frequenzänderung wandert. Die abgebildete Photographie ist nicht eine direkte Photographie des Demonstrationsversuches, sondern so gewonnen, daß nur zwei Lochblenden verwendet wurden – eine vor, die andere hinter dem Keil –, die in gleichen Abständen an dem Trog hinuntergeschoben wurden, um die Ungleichheit verschiedener Lochblenden zu vermeiden. Die Belichtungsdauer war selbstverständlich für jede abgetastete Stelle des Schallfeldes die gleiche, wie auch alle anderen Bedingungen konstant gehalten wurden. Die Bär-Meyersche Methode des Abtastens des Schallfeldes ist von besonderem Wert für die Untersuchungen nach der Methode von Debye-Sears, da sie erstens die Justierung erheblich erleichtert und zweitens ein einfaches Mittel für die Ermittlung der optimalen Wandstärke bietet. Es ist beabsichtigt, die Untersuchung der optimalen Wandstärke nach der Richtung zu verfeinern, daß nach der geschilderten Methode zuerst grob die optimale Wandstärke ermittelt wird. Dann soll für eine Trennwand auf solche Weise ermittelter Wandstärke die Frequenz maximaler Durchlässigkeit bestimmt werden. Läßt sich dies mit hinreichender Genauigkeit durchführen, so kann die Debye-Searssche Methode nicht nur auf Flüssigkeiten, sondern auch auf feste Körper angewendet werden, sei es in direkter oder indirekter Weise.

Die Arbeit ist mit Unterstützung der Johann-Hamspohn-Stiftung ausgeführt worden, wofür die Verfasser zu Dank verpflichtet sind.

1) Mit einem Spezialquarz der Firma Dr. Steeg & Reuter konnten wir mit solcher Energie arbeiten, daß ein Abtasten des Schallfeldes — ohne Keil — in einem Frequenzbereich von 1 : 3 — mit Frequenzmesser gemessen — nach der Methode von Bär und Meyer gut möglich war.

Abteilung für Elektrolytforschung am Physikalischen Institut der Universität Köln.

(Eingegangen 5. August 1933.)

Über den Einfluß der Kontaktpotentiale auf Messungen mit Elektrometern.

Von E. Rumpf.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 90.)

Inhalt.

Einleitung.
§ 1. Eine neue Schaltanordnung für die Schneidenspannung.
§ 2. Die allgemeine Maxwellsche Kapazitätsgleichung unter Berücksichtigung der Kontaktpotentiale[1]).
§ 3. Die Elektrometerkonstanten.
§ 4. Messungen mit Hilfe eines variablen Kondensators:
a) Methode II von Th. Wulf.
b) Der Kompensator.
c) Die bei der Veränderung der Kapazität freiwerdende Elektrizitätsmenge.
§ 5. Die Symmetrielage des Fadens.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Gelegentlich von elektrometrischen Messungen, die E. Sienkiewicz an einem Einfadenelektrometer älterer Bauart durchführte, hat sich gezeigt, daß die Kapazitätsbestimmung nach Th. Wulf[2]), Methode II wegen des KP immer zu Fehlmessungen führt, wenn man mit kleinen Potentialen, also hoher Elektrometerempfindlichkeit, arbeitet. Darüber hat E. Sienkiewicz[3]) unlängst berichtet und übrigens hat auch Th. Wulf in seinem inzwischen erschienenen Buch[4]) erwähnt, daß man bei hoher und höchster Elektrometerempfindlichkeit besser zum Ziele kommt, wenn man für Kapazitätsmessungen einen Induktionsring verwendet. Als letzter hat L. Dees[5]) darüber geschrieben und H. Benndorf[6]) konnte zeigen, daß die mit einem solchen Influenzierungsring gemessenen Kapazitäten tatsächlich frei von Fehlern durch KP sind; er konnte auch die experimentellen Befunde von L. Dees theoretisch begründen.

Außerdem hat E. Sienkiewicz bei ihren Untersuchungen eine Variation des KP festgestellt; in dem von ihr verwendeten Elektrometer war ein metallisierter Quarzfaden eingebaut. Um festzustellen, ob diese Erscheinungen

1) Im folgenden immer: KP = Kontaktpotentiale; KPD = Kontaktpotentialdifferenzen.
2) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **26**, 354, 1925.
3) E. Sienkiewicz, Physik. Zeitschr. **34**, 376, 1933.
4) Th. Wulf, Die Fadenelektrometer, S. 121. Dümmlers Verlag, Berlin und Bonn 1933.
5) L. Dees, Physik. Zeitschr. **33**, 131, 1932.
6) H. Benndorf, Physik. Zeitschr. **34**, 335, 1933.

auch an Elektrometern mit reinen Metallfäden auftreten, habe ich die Versuche von Sienkiewicz wiederholt und zwar mit einem Elektrometer mit Platinfaden[1]).

Gelegentlich anderer elektrometrischer Messungen, die in unserem Institut mit einem als Kompensator verwendeten variablen Kondensator durchgeführt wurden, hat sich gleichfalls gezeigt, daß Fehlmessungen entstehen, wenn die verwendeten Potentiale die Größenordnung der KP nicht weit überschritten. Auch hierüber habe ich nähere Untersuchungen angestellt, über die ich im folgenden berichten will.

§ 1. Eine neue Schaltanordnung für die Schneidenspannung.

Vorerst will ich aber eine überaus bequeme Schaltanordnung für die Schneidenspannung beschreiben, welche mir allgemein für elektrometrische Messungen vorteilhaft zu sein scheint und die ein leichtes und sicheres Wechseln der Empfindlichkeit gestattet, ohne den Schneidenbatterien, als welche heute wohl allgemein Trockenelemente verwendet werden, Strom zu entnehmen, wie das bei den bisher üblichen Methoden meist der Fall ist. Das Wesen der Schaltanordnung ist, daß die beiden Schneidenpotentiale vor dem Anlegen mit fast beliebiger Genauigkeit entgegengesetzt gleich gemacht werden, wozu ein Umschalter K_2 und ein Potentiometer P nebst einem Galvanoskop (Nullinstrument) V_0 dienen (Fig. 1). Der Umschalter K_2 ist gebildet aus einem gewöhnlichen Sechs-Näpfchen-Quecksilberkommutator, von dem nur fünf Näpfchen verwendet werden.

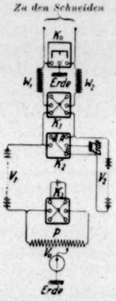


Fig. 1.

Die Schaltung ist in Fig. 1 ersichtlich: Liegt die Wippe von K_2 in A, so sind die Schneidenbatterien auf „Abgleichen" geschaltet; sie sind dann gegeneinandergeschaltet und können mit Hilfe des Potentiometers P, das von ein oder zwei Akkumulatoren gespeist wird, abgeglichen werden, was daran erkannt wird, daß das empfindliche Nullinstrument V_0 keinen Ausschlag zeigt. (Ich verwendete ein Galvanoskop von $1{,}57 \cdot 10^{-5}$ Amp. bzw. $4{,}33 \cdot 10^{-3}$ Volt pro Skalenteil; $276\,\Omega$.) Während des Abgleichens ist es nötig, den doppelpoligen Ausschalter K_1 (ich verwendete einen Kommutator) zu öffnen. Ein Umschalter K_3 ist bequem, um die Potentiometerspannung umkehren zu können.

Legt man die Wippe von K_2 in B („Beobachten"), so sind die Schneidenbatterien zum Anlegen an die Schneiden bereit; sie sind dann in der Mitte über V_0 geerdet. Hierzu ist es bequem, noch einen Schalter K_0, bestehend aus drei Quecksilbernäpfchen und einem E-förmigen Bügel mit isoliertem Handgriff zu verwenden, zu welchem die Schneidenspannungen über die Widerstände W_1 und W_2 von je etwa 1 Megohm geführt werden. Die beiden äußeren dieser drei Näpfchen sind unmittelbar mit den Schneiden verbunden. Liegt der E-Bügel ganz in den Näpfchen, so sind die Schneiden über das mittlere Näpfchen geerdet; jede Batteriehälfte liefert allerdings, wenn K_1 geschlossen ist, über die Widerstände wie W_1 bzw. W_2 Strom, was aber wegen der Größe von W_1 und W_2 und wegen der im allgemeinen nur kurzen Dauer dieser Stromlieferung unschädlich ist. Zieht man den E-Bügel heraus, so wird zuerst die Erdung gelöst und dann werden dadurch gleichzeitig die beiden Schneiden auf das gewählte Schneidenpotential gebracht; die Schneidenbatterien sind nunmehr stromlos und nur der Potentiometerakkumulator ist beansprucht.

§ 2. Die allgemeine Maxwellsche Kapazitätsgleichung unter Berücksichtigung der Kontaktpotentiale.

Zu meinen Untersuchungen verwendete ich ein Lutzsches Elektrometer mit einem Platinfaden von $2\,\mu$ Durchmesser, welches durch die Anbringung eines Influenzierungsringes[1]) vervollkommnet war und das in der von Dees[1]) angegebenen Weise ein Quecksilbernäpfchen trug; dieses diente sowohl zu Erdungs- und Aufladungszwecken als auch allenfalls zur Verbindung mit einem Harmsschen und Wulfschen Kondensator. Die Elektrometerausschläge sind mit genügender Annäherung den angelegten Spannungen proportional.

1) Ich verwendete ein Lutz-Edelmann-Elektrometer. C. W. Lutz, Physik. Zeitschr. **24**, 166, 1923.

1) L. Dees, a. a. O.

a) Die auf dem Fadensystem sitzende Elektrizitätsmenge ist:

$$\left.\begin{aligned} e_1 = c_{11}(v_1 + \pi_1) + c_{sl}(v_{sl} + \pi_{sl}) \\ + c_{sr}(v_{sr} + \pi_{sr}) + c_R(v_R + \pi_R) + c_u\pi_u; \end{aligned}\right| \quad (1)$$

hierbei bedeutet:

c_{11} .... Kapazitätskoeffizient des Fadensystems,
v_1 .... an das Fadensystem angelegtes Potential,
π_1 .... KP des Fadensystems,
c_{sl} bzw. c_{sr}. Influenzierungskoeffizient der linken bzw. rechten Schneide auf den Faden,
v_{sl} bzw. v_{sr} angelegte Spannung der linken bzw. rechten Schneide,
π_{sl} bzw. π_{sr} KP der linken bzw. rechten Schneide,
$c_R = -k_R$. Influenzierungskoeffizient des Ringes auf das Fadensystem,
v_R .... an den Ring angelegte Spannung,
π_R .... KP des Ringes,
$c_u = -k_u$.. Influenzierungskoeffizient der geerdeten Hülle auf das Fadensystem,
π_u .... KP dieser Hülle.

Kommen Wulfscher und Harmsscher Kondensator in Verwendung, so ist der Ausdruck 1 in sinngemäßer Weise zu erweitern.

b) Die Schneidenspannungen v_{sl} und v_{sr} können zwar, wie im § 1 gezeigt, mit großer Genauigkeit gleich gemacht werden. Zunächst will ich sie aber doch als verschieden annehmen, weil sich ergibt, daß für eine Anzahl von Untersuchungen die Verschiedenheit herausfällt; es seien also die beiden Schneidenspannungen um Δ Volt verschieden. Dann ist, je nach der Stellung des Kommutators K_1, wenn die linke Schneide negativ, die rechte positiv:

$$\left.\begin{aligned} v_{sl} = -v_s + \frac{\Delta}{2} = -V_1 \\ v_{sr} = +v_s + \frac{\Delta}{2} = +V_2 \end{aligned}\right|, \quad V_s = 2v_s = v_{sr} - v_{sl};$$

wenn die linke Schneide positiv, die rechte negativ:

$$\left.\begin{aligned} v_{sl} = +v_s + \frac{\Delta}{2} = +V_2 \\ v_{sr} = -v_s + \frac{\Delta}{2} = -V_1 \end{aligned}\right|, \quad V_s = 2v_s = v_{sl} - v_{sr};$$

in beiden Stellungen von K_1 also:

$$V_s = V_1 + V_2 \quad \text{und} \quad \Delta = v_{sl} + v_{sr} = V_2 - V_1.$$

Diese Ausdrücke werden in Gleichung 1 einzusetzen sein.

c) Die Fadenausschläge mögen von der Symmetrielage zwischen den Schneiden an gerechnet werden. In dieser Lage sind die Influenzierungskoeffizienten der Schneiden auf den Faden einander gleich ($c_{sl} = c_{sr} = -k_s$). Diese Symmetrielage ist aber vorerst nicht bekannt und unterscheidet sich von der unelektrischen Ruhelage ($V_s = v_1 = 0$) des Fadens um x Skalenteile des Ablesemikroskopes. Macht der Faden einen Ausschlag s, so verändern sich die Influenzierungskoeffizienten der Schneiden in erster Näherung linear, wofür ich schreiben will:

$$c_{sl} = -[k_s + \beta(s + x)],$$
$$c_{sr} = -[k_s - \beta(s + x)].$$

Hierbei ist, wie man sieht, eine Näherung des Fadens zur linken Schneide (im Mikroskop nach rechts, steigende Zahlen) als positiver Ausschlag gerechnet; ebenso ist β positiv angenommen. Die Ausschläge s sind von der unelektrischen Ruhelage aus gezählt. Im allgemeinen macht der geerdete Faden einen Ausschlag s_0, wenn die Schneidenspannungen angelegt werden. Demnach sind die Größen, die gewöhnlich als Elektrometerausschläge bezeichnet werden, $a = s - s_0$. Auch diese Ausdrücke sind in die Gleichung (1) einzusetzen.

d) Endlich sei noch eine vereinfachende Annahme eingeführt: $\pi_{sl} = \pi_{sr} = \pi_s$. Hierzu möchte ich bemerken, daß eine allenfalls endliche Differenz $\pi_{sl} - \pi_{sr}$ nur als Summand mit der Schneidenspannung V_s vorkommt, gegen die sie wohl immer vernachlässigt werden darf, besonders weil doch die Schneiden aus demselben Material sind und ihre KP daher nicht sehr verschieden sein können.

e) Setzt man die Bezeichnungen b) bis d) in Gleichung (1) ein, so ergibt sich, je nach der Stellung von K_1, wenn die linke Schneide negativ, die rechte positiv ist:

$$\left.\begin{aligned} e_I = c_{11}(v_I + \pi_1) - k_s(\Delta + 2\pi_s) \\ + \beta(s_I + x)V_s - k_R(v_R + \pi_R) - k_u\pi_u; \end{aligned}\right| \quad (I)$$

wenn die linke Schneide positiv, die rechte negativ ist:

$$\left.\begin{aligned} e_{II} = c_{11}(v_{II} + \pi_1) - k_s(\Delta + 2\pi_s) \\ - \beta(s_{II} + x)V_s - k_R(v_R + \pi_R) - k_u\pi_u. \end{aligned}\right| \quad (II)$$

Das KP π_1 ist hier als unveränderlich angenommen; es muß sich aus den Messungsergebnissen zeigen, wieweit diese Annahme berechtigt ist.

Die allgemeinen Beziehungen I und II gestatten eine große Anzahl von experimentellen Anwendungen zur Prüfung; es lassen sich fast

alle Größen einzeln aus Elektrometermessungen allein bestimmen; nur die KP entziehen sich einfachen Messungen.

§ 3. Die Elektrometerkonstanten.

a) Der Influenzierungskoeffizient k_R des Ringes ist eine der wichtigsten Größen bei elektrometrischen Messungen. H. Benndorf hat gezeigt, daß bei Verwendung eines solchen die KP keine Rolle spielen. Bei meinen Beobachtungen habe ich den Influenzierungskoeffizienten k_R sowohl mit dem eines Harmsschen (k_H), als auch mit dem eines Wulfschen (k_W) Kondensators (ohne diesen zu variieren!) verglichen. Die konsequente Durchrechnung z. B. nach Gleichung (I), die für k_H (oder auch k_W) erweitert ist, ergibt, daß ohne Vernachlässigung alle übrigen Größen (auch Δ) verschwinden und daß in Übereinstimmung mit Dees

$$k_R = k_H \frac{v_H}{v_R} \cdot \frac{a_R}{a_H}$$

wird, wenn mit a_R bzw. a_H im Sinne von § 2c die Elektrometerausschläge bei Influenzierung mit Ring bzw. Harmsschem Kondensator mit den Spannungen v_R bzw. v_H bezeichnet werden.

Hierbei müssen allerdings die KP als unvariabel angenommen werden, was erlaubt zu sein scheint, weil erstens immer angenähert dieselben Potentiale v_1 zur Anwendung kommen und weil zweitens sich bei verschiedenen Elektrometerempfindlichkeiten keine systematische Änderung von k_R ergeben hat.

Als Mittelwert von vielen Messungen erhielt ich für meine Anordnung $k_R = 1{,}58 \pm 0{,}01$ cm (bezogen auf einen Eichwert der PTR.).

b) Die mittlere Kapazität des Elektrometers ist, wie Benndorf gezeigt hat, mit großer Näherung:

$$\overline{C}_1 = c_{11} + \beta \varepsilon_0 V_s,$$

wo die mittlere Empfindlichkeit des Elektrometers $\varepsilon_0 = \frac{a_1}{v_1}$ ist, das heißt der Ausschlag dividiert durch die dazu gehörige Spannung. Die konsequente Durchrechnung der Gleichung (I) oder (II) nach dem Vorgange von Dees ergibt

$$\overline{C}_1 = c_{11} + \beta \varepsilon_0 V_s = k_R \frac{v_R}{v_1} = k_R \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_R}\;[1]),$$

wo $\varepsilon_R = \frac{a_R}{v_R}$ die Influenzierungsempfindlichkeit durch den Ring bedeutet. Bei dieser Durchrechnung zeigt sich wieder, daß alle anderen Größen wegfallen (auch Δ), wenn als einzige Vernachlässigung die Konstanz der KP angenommen wird. Das scheint aber auch hier erlaubt zu sein, weil negative und positive v_1 dieselben Werte für $\overline{C}_1$ ergaben.

Ich fand nämlich, unabhängig vom Vorzeichen, für die in Hinkunft immer verwendete Schneidendistanz und Fadenspannung die in Fig. 2 und Tabelle I zu entnehmenden Werte, aus denen sich ergibt

$$c_{11} = 4{,}13 \text{ cm}, \quad \beta = 1{,}43 \times 10^{-4} \text{ cm/Skt.}$$

§ 4. Messungen mit Hilfe eines variablen Kondensators.

a) Kapazitätsbestimmungen mit Hilfe des Wulfschen Kondensators nach der von Th. Wulf[1]) angegebenen Methode II führen, wie Sienkiewicz gezeigt hat, zu argen Fehlbestimmungen, die auf die Wirkung der KP zurückzuführen sind. Sienkiewicz ließ dabei die Frage offen, ob die von ihr beobachtete Variation der KP sich auch bei einem Elektrometer mit Metallfaden zeigen würde.

Ich habe ihre Beobachtungen wiederholt, konnte aber eine Variation der KP nicht wiederfinden. Wohl aber zeigte sich eine ebensolche Abhängigkeit der nach der Wulfschen Methode II berechneten Kapazität von der Empfindlichkeit; ich konnte sogar „negative Kapazitäten" bei genügend hoher Empfindlichkeit erhalten. Meine Messungen sind in Fig. 2 und

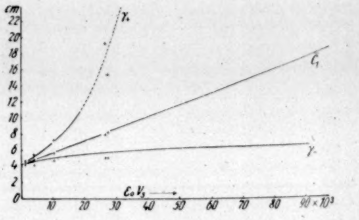


Fig. 2.

Tabelle I wiedergegeben. γ_+ und γ_- bedeuten hier wie bei Sienkiewicz die Differenz der Kapazitäten in zwei Stellungen des Wulfschen Kondensators, die nach der Methode II von Wulf die Kapazität ergeben sollen, je nachdem, ob mit positiver oder negativer Ladung gearbeitet wird. Ebenso bedeuten π_+ und π_- die aus γ_+ und γ_- mit $\overline{C}_1$ errechneten KP.

1) Bezeichnungsweise von Sienkiewicz: γ_H statt $\overline{C}_1$; α statt β; $2V_s$ statt V_s. Bezeichnungsweise von Benndorf: $\frac{\beta_1}{2}$ statt β; $2V_s$ statt V_s.

1) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **26**, 354, 1925.

Tabelle I[1]).

	V_s Volt	ε_0 Volt/Skt	$\varepsilon_0 V_s \times 10^{-3}$	v_1 Volt	$\gamma_\pm$ cm	$\bar{\gamma} = \frac{2\gamma_+\gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-}$	$\bar{C}_1$ cm	$\pi_\pm$ Volt
1	138	9,53	1,31	+ 3,00	4,59	4,32	4,35	− 0,15
	138	9,43	1,30	− 3,00	4,19		4,30	− 0,08
2	179	23,2	4,15	+ 0,960	5,5	4,72	4,79	− 0,13
	178	23,2	4,13	− 0,960	4,15		4,83	− 0,16
3	198	52,3	10,4	+ 0,700	7,3	5,70	5,71	− 0,15
	198	53,2	10,55	− 0,640	4,67		5,70	− 0,14
4	210	130,5	27,5	+ 0,340	15,4	7,74	8,25	− 0,16
	210	132,7	27,9	− 0,240	5,19		8,16	− 0,14
5[2])	209	124,9	26,1	+ 0,240	19,3	8,10	7,93	− 0,14
	209	125,0	26,1	− 0,240	5,14		8,00	− 0,13

1) Bezeichnungen γ und π wie bei E. Sienkiewicz a. a. O.
2) Wiederholung am nächsten Morgen.

Die in Tabelle I angeführten Zahlen sind in Fig. 2 als Kreuze eingetragen. Höhere Empfindlichkeiten konnten bei dieser Schneidenstellung und Fadenspannung nicht erreicht werden – der Faden wurde instabil. Dazu gehören auch die Zahlen von § 3b, die mit besonders sorgfältigen Messungen gewonnen wurden. Eine Variation des KP ist den Messungsergebnissen der Tabelle I nicht zu entnehmen; bis auf einen infolge rechnungsmäßiger Ungenauigkeit stark herausfallenden Wert schließen sich die KP dicht an den Mittelwert $\pi = -0{,}138$ Volt an.

In einer folgenden Arbeit will ich jedoch über Variationen des KP berichten, die ich bei meinen Untersuchungen beobachten konnte.

Die Kurven der Fig. 2, soweit sie nicht durch Kreuze belegt sind, entstammen einigen ausgedehnten Meßserien (deren zahlreiche Meßpunkte nicht eingezeichnet sind) mit einer etwas anderen Schneidendistanz. Auffällig ist das enorme Anwachsen von γ_+, das bis zum Umspringen nach negativen Werten verfolgt werden konnte. Das heißt: z. B. bei einer Empfindlichkeit von 399 Skt/Volt ($\varepsilon_0 V_s = 88000$) zeigt der Faden eine Verkleinerung des Potentials an, wenn die Kapazität mittels des Wulfschen Kondensators verkleinert wird!

b) Für elektrometrische Messungen wird vielfach die Anwendung eines Kompensators empfohlen. Ein solcher besteht aus einem variablen Kondensator, etwa einem Zylinderkondensator, dessen innere Elektrode mit dem Elektrometersystem verbunden ist, dessen äußere Elektrode auf konstantem Potential v_W gehalten wird. Kennt man den Wert der Kapazitätsänderung $(C_1 - C_2)$, so ist die influenzierte Elektrizitätsmenge $(C_1 - C_2)\, v_W$. Im folgenden möchte ich zeigen, daß man hierdurch immer zu Fehlmessungen gelangt, sobald die angewendeten Spannungen nicht sehr weit vom KP entfernt sind.

Zu meinen Untersuchungen verwendete ich als Kompensator einen Wulfschen Kondensator, dessen Kapazität für mehrere Teilstriche von der PTR. geeicht worden war, und einen Harmsschen Kondensator. Ich stellte mir die Aufgabe, den Influenzierungskoeffizienten k_H des Harmsschen Kondensators mittels des Wulfschen zu bestimmen. Beide waren mittels des im § 1 erwähnten Näpfchens dauernd mit dem Elektrometer verbunden.

Die äußere Elektrode des Kompensators ist also dauernd auf dem konstanten Potential v_W. Es folgt: 1. Schritt: Harms außen an Erde, Fadensystem (Kapazitätskoeffizient C_{11}, KP im Mittel insgesamt Π_1) erst geerdet, dann entErdet; Gleichung (I) lautet[1])

$$\left.\begin{aligned} e_1 = C_{11}\Pi_1 - k_s(\Delta + 2\pi_s) \\ + \beta(s_0 + x)V_s - k_H\pi_H - k_W(v_W + \pi_W) - k_u\pi_u; \end{aligned}\right| \quad (2)$$

2. Schritt: Harms außen auf v_H, wodurch ein Ausschlag s_1 entsteht; 3. Schritt: am Kompensator wird gekurbelt (n mal), bis der Ausschlag s_1 verschwindet, d. h. wieder s_0 wird.

$$\left.\begin{aligned} e_1 = C'_{11}\Pi'_1 - k_s(\Delta + 2\pi_s) + \beta(s_0 + x)V_s \\ - k_H(v_H + \pi_H) - k'_W(v_W + \pi'_W) - k_u\pi_u. \end{aligned}\right| \quad (3)$$

Durch Vereinigung von Gleichung (2) und (3) ergibt sich:

$$k_H = \frac{k_W(v_W + \pi_W) - k'_W(v_W + \pi'_W) - C_{11}\Pi_1 + C'_{11}\Pi'_1}{v_H}. \quad (4)$$

Um diesen Ausdruck zu vereinfachen und experimentell prüfen zu können, seien zwei Annahmen gestattet, die, wie ich später zeigen

1) $k_R\pi_R$ ist in $k_u\pi_u$ hineingezogen.

werde (§ 4d), allerdings nur angenähert richtig sind:

$$\Pi_1' = \Pi_1 \quad \text{und} \quad \pi_W' = \pi_W .$$

Außerdem will ich die Zahl n der Trommelumdrehungen des Kompensators und den Kapazitätswert $\varkappa = 0{,}486$ cm für eine Trommelumdrehung einführen. Ich habe mich ferner durch besondere Untersuchungen, deren Beschreibung zu viel Raum kosten würde, überzeugt, daß beim Wulfschen Kondensator die Differenz zweier Kapazitätskoeffizienten gleich ist der Differenz der beiden zugehörigen Influenzierungskoeffizienten. Es ist also:

$$C_{11} - C_{11}' = k_W' - k_W = n\varkappa .$$

Führt man dies alles in Gleichung (4) ein, so erhält man:

$$k_H = n\varkappa \frac{v_W}{v_H}(1 - \delta) \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{\Pi_1 - \pi_W}{v_W} .$$

Ohne Berücksichtigung der KPD oder bei Verwendung von sehr hohen Spannungen (kleiner Elektrometerempfindlichkeit) würde man

$$K_H = n\varkappa \frac{v_W}{v_H}$$

erhalten. Hier ergeben sich jedoch zwei Werte, je nachdem ob v_W positiv oder negativ gewählt wurde, unabhängig vom Vorzeichen von v_H:

$$k_H = \begin{cases} K_H(1 - \delta) & \text{mit} \quad + v_W ; \\ K_H(1 + \delta) & \text{mit} \quad - v_W . \end{cases}$$

Berechnet man, wie dies gewöhnlich geschieht, die zu bestimmende Kapazität k_H einfach als K_H, so ergeben sich demnach Fehler, die nicht zu vernachlässigen sind, wie folgende Messungen zeigen, die als Mittel aus acht Einzelbestimmungen gewonnen sind:

vier mit $v_W = + 1{,}300$ Volt | davon je zwei mit $v_H = + 0{,}600$ Volt
vier mit $v_W = - 1{,}300$ Volt | und je zwei mit $v_H = - 0{,}600$ Volt;

es ergab sich:

$$K_H = \begin{cases} 34{,}82 \text{ cm mit } + v_W ; \\ 43{,}35 \text{ cm mit } - v_W . \end{cases}$$

Nach dem Obigen muß das arithmetische Mittel aus diesen beiden Zahlen den richtigen Wert k_H als Influenzierungskoeffizienten des Harmsschen Kondensators ergeben. Man erhält: $k_H = 39{,}09$ cm. Aus anderen, besonders sorgfältig durchgeführten Messungen (Influenzierung ohne Variation der Kapazität), die frei von Beeinflussungen durch KPD waren, hatte ich $k_H = 38{,}99 \pm 0{,}05$ cm erhalten.

Es ist leicht einzusehen, daß sich aus diesen Beobachtungen auch die KPD berechnen lassen. Man erhält aus den obigen Zahlen

$$\Pi_1 - \pi_W = - 0{,}140 \text{ Volt}$$

in bemerkenswerter Übereinstimmung mit den Zahlen von Tabelle I[1]).

c) Aus den unter a) und b) angeführten Fällen läßt sich der Schluß ziehen, daß die Verwendung einer variablen Kapazität für elektrometrische Messungen mit Potentialen von der Größenordnung von 1 Volt unstatthaft ist. Daß diese Verallgemeinerung erlaubt ist, zeigt eine nähere Überlegung sofort: es ist die durch die Veränderung der Kapazität freiwerdende Elektrizitätsmenge $(\Pi_1 - \pi_W)n\varkappa$, welche die Messungen fälscht.

Das kann experimentell leicht nachgewiesen werden: Ein empfindliches Elektrometer sei mit einem variablen Kondensator (Wulfscher) verbunden, der außen zur Erde geleitet ist; das Fadensystem sei enterdet. Verändert man die Kapazität, so tritt eine Aufladung des Elektrometers auf, die zur Messung der KPD verwendet werden kann, am einfachsten durch Kompensation durch Influenz.

Als Grundlage der Berechnung dient wieder die Grundgleichung (I) [oder (II)]

$$\left. \begin{aligned} e = C_{11}\Pi_1 - k_s(\Delta + 2\pi_s) + \beta(s_0 + x)V_s \\ - k_R\pi_R - k_W\pi_W - k_u\pi_u . \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Nun werde die Stellung des variablen Kondensators verändert, wodurch ein Ausschlag s_1 des Elektrometerfadens entsteht, der einem Potential v_1 entspricht; darauf werde am Influenzierungsring eine Spannung v_R angelegt, bis v_1 verschwindet bzw. s_1 wieder auf s_0 zurückgeht; damit ist

$$\left. \begin{aligned} e = C_{11}'\Pi_1' - k_s(\Delta + 2\pi_s) + \beta(s_0 + x)V_s \\ - k_R(v_R + \pi_R) - k_W'\pi_W' - k_u\pi_u . \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Es sei nun wieder:

$$\Pi_1' = \Pi_1 , \; \pi_W' = \pi_W ; \; C_{11} - C_{11}' = k_W' - k_W = n\varkappa ;$$

dann erhält man aus (5) und (6)

$$\Pi_1 - \pi_W = - \frac{k_R v_R}{n\varkappa} .$$

1) Allerdings ist hier die Bedeutung etwas verschieden. Zwar erhält man, wenn man den Fall § 4a nach dem Ansatz I durchrechnet, auch $\Pi_1 - \pi_W$, wofür Sienkiewicz abgekürzt π geschrieben hat. Dort ist jedoch mit dem Fadensystem nur der Wulfsche Kondensator verbunden, hier aber auch noch außerdem der Harmssche.

Bei einer Elektrometerempfindlichkeit von 119 Skt/Volt erhielt ich durch eine Veränderung des Wulfschen Kondensators um $n = \pm 30$ Umdrehungen bei fünf Messungen Ausschläge von etwa ± 5 Skt. Zur Kompensation dienten im Mittel $v_R = \pm 1{,}36$ Volt. Dies ergibt mit $k_R = 1{,}58$ cm

$$\Pi_1 - \pi_W = -0{,}14_7 \text{ Volt},$$

was auch in recht guter Übereinstimmung mit den früheren Angaben ist.

d) Bisher wurde zur Vereinfachung bzw. um überhaupt rechnen zu können, $\Pi_1' = \Pi_1$ und $\pi_W' = \pi_W$, d. h. die KPD in verschiedenen Stellungen einer variablen Kapazität als gleich angenommen. Im Laufe meiner Untersuchungen ist mir wiederholt aufgefallen, daß dies nicht streng richtig sein kann. Als Beispiel möchte ich zwei Meßfolgen nach Wulf, Methode II (§ 4a) anführen, aus denen dies besonders deutlich hervorgeht. Der Wulfsche Kondensator wurde anfangs auf 45,00 gestellt und dann fortlaufend bei 4 Messungen die Kapazität verkleinert. Ebenso bei der zweiten Meßfolge. Tabelle II gibt die Beobachtungen; Elektrometerempfindlichkeit war $\varepsilon_0 = 23{,}2$ Skt/Volt.

Tabelle II.

1. Meßfolge		2. Meßfolge	
	n		n
45,00		45,00	
	7,68		7,50
37,32		37,50	
	8,83		8,86
28,49		28,64	
	8,57		8,50
19,92		20,14	
	9,19		9,21
10,73		10,93	

Diese Messungen gehören zur Zeile 2 der Tabelle I; der Mittelwert aus allen 8 Messungen ist $n = 8{,}54$; mit $\varkappa = 0{,}486$ cm erhält man $\gamma_- = 4{,}15$ cm. Es ist deutlich ein reproduzierbarer Gang der Werte von n zu erkennen, welcher eigentlich eine Mittelwertsbildung ausschließt und der meines Erachtens nur durch $\Pi_1' \neq \Pi_1$ und $\pi_W' \neq \pi_W$ zu erklären ist.

Auch hierdurch verbietet sich die Verwendung eines variablen Kondensators für elektrometrische Messungen.

§ 5. Die Symmetrielage des Fadens.

Bei Aufstellung eines Quadrantenelektrometers usw. gilt wohl die Vorschrift, daß die Nadel in Symmetrielage zwischen die Quadranten zu bringen ist, was daran erkannt wird, daß beim Anlegen und Lösen der Quadrantenspannung mit geerdeter und enterdeter Nadel kein Ausschlag entsteht. Es ist klar, daß diese Vorschrift auch auf die Fadenelektrometer zu übertragen ist — aber ihre Berechtigung verliert, sobald KP in Erscheinung treten.

Vielleicht ist der Versuch nicht ohne Interesse, aus den Ausschlägen selbst, die beim Anlegen der Schneidenspannung am geerdeten und enterdeten Faden beobachtet werden können, einen Rückschluß auf den Ort der Symmetrielage zu ziehen. Die Grundgleichungen (I) und (II) bieten hierzu die theoretische (es soll x berechnet werden) und die Schaltung (Fig. 1) die experimentelle Möglichkeit.

Zur Beobachtung dient das Elektrometer allein. Anfangs seien Schneiden und Faden geerdet; dann werde der Faden enterdet. Darauf wird die Schneidenspannung angelegt, z. B. links negativ, rechts positiv; der Faden macht einen Ausschlag s_I, entsprechend einem Potential v_I, das z. B. aus einer vorherigen Eichung oder ad hoc bestimmt werden kann. Dafür gibt die Grundgleichung (I):

$$\left.\begin{aligned} e = c_{11}(v_\text{I} + \pi_1) - k_s(\Delta + 2\pi_s) + \beta(s_\text{I} + x) \\ - k_u \pi_u . \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Derselbe Vorgang mit umgekehrter Schneidenspannung, links positiv, rechts negativ, gibt nach Grundgleichung (II):

$$\left.\begin{aligned} e = c_{11}(v_\text{II} + \pi_1) - k_s(\Delta + 2\pi_s) - \beta(s_\text{II} + x) \\ - k_u \pi_u . \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Aus diesen beiden Gleichungen läßt sich x berechnen; und zwar ergibt sich

$$x = \frac{v_\text{II} - v_\text{I}}{2} \cdot \frac{c_{11}}{\beta V_s} - \frac{s_\text{I} + s_\text{II}}{2}.$$

Dadurch ist also die Symmetrielage des Fadens zwischen den Schneiden als Abstand (gemessen in Skalenteilen) von der unelektrischen Ruhelage des Fadens berechenbar.

Ich habe eine Serie von solchen Beobachtungen durchgeführt, wobei die Schneidenstellung (bei konstanter Schneidendistanz) messend verändert wurde. Ich habe mich davon überzeugt, daß bei diesen Veränderungen β konstant blieb. Es würde zu weit führen, diese Beobachtungen ausführlich wiederzugeben; ich will nur erwähnen, daß hierbei eine neue Fehlerquelle auftritt, die wohl hauptsächlich auf die Störung des Schneidenfeldes durch das geerdete Mikroskop zurückzuführen ist, welches die Verrückung der Schneiden nicht mitmacht. Für die Praxis ist nämlich die Übereinstimmung der unelektrischen Ruhelage mit der Symmetrielage des Fadens zwecklos, denn die bequemste Arbeitseinstellung der Schneiden eines empfindlichen Einfadenelektrometers ist dann erreicht, wenn die unelektrische Ruhelage des Fadens mit der Lage des geerdeten Fadens im Schneidenfeld übereinstimmt, was nicht identisch ist mit

der Symmetrielage. Diese bequemste Schneidenstellung muß man durch systematische Versuche ausfindig machen; sie ist abhängig von der Größe und Richtung des Schneidenfeldes.

Zusammenfassung.

Es wird eine neue Schaltanordnung zum Anlegen der Schneidenspannungen an Elektrometer beschrieben. Das wesentlich Neue daran ist, daß die Schneidenspannungen vor dem Anlegen an die Schneiden mit großer Genauigkeit entgegengesetzt gleichgemacht werden können (§ 1). Es zeigt sich allerdings, daß dies bei einer großen Anzahl von elektrometrischen Messungen nicht unerläßlich ist; immerhin ist die Abgleichung beim Wechseln der Schneidenspannungen außerordentlich vorteilhaft.

Es konnte der Befund von E. Sienkiewicz bestätigt werden, daß die von Th. Wulf angegebene Methode II zu Fehlmessungen führt; es können nach dieser Methode Kapazitäten von beliebiger Größe vorgetäuscht werden (§ 4a).

Die Verwendung eines variablen Kondensators als Kompensator führt ebenfalls zu Fehlmessungen (§ 4b).

Es wird gezeigt, daß die durch Veränderung der Kapazität freiwerdende Elektrizitätsmenge, die ihren Sitz in den Kontaktpotentialschichten hat, schuld ist an diesen Fehlmessungen. Demnach eignet sich ein variabler Kondensator überhaupt nicht zu elektrometrischen Messungen (§ 4c).

Hingegen kann ein variabler Kondensator zu Bestimmungen von Kontaktpotentialdifferenzen verwendet werden, wofür zwei neue Methoden angegeben werden (§ 4b und c)

Die so bestimmten Kontaktpotentiale erwiesen sich als konstant; eine Variation wie sie E. Sienkiewicz an ihrem Elektrometer (mit metallisiertem Quarzfaden) beobachtet hat, konnte ich an meinem Elektrometer (mit Platinfaden) nicht feststellen.

Es wird eine Methode angegeben, die Symmetrielage des Fadens zwischen den Schneiden zu bestimmen. Durch diese Symmetrielage ist nicht die für die Praxis bequemste Schneidenstellung gegeben (§ 5).

Graz, August 1933.

(Eingegangen 8. August 1933.)

BESPRECHUNGEN.

B. Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaften, eine Einführung in die heutige Naturphilosophie. Gr.-8°. IX und 650 S. Mit 89 Abb. 5. Aufl. Leipzig 1933. S. Hirzel. RM 15.—, geb. RM 17.—.

Es ist eine nicht zu bestreitende Tatsache, daß der Physiker, der mitten im Forschen auf seinem Gebiet steht, eine gewisse Abneigung gegen philosophische Schriften empfindet. Nach Ansicht des Berichterstatters hat dies zwei Gründe: einmal stößt er meist nach wenigen Seiten auf eine mißverstandene Darstellung irgendeiner physikalischen Frage, dann aber ärgert er sich, wenn der Philosoph ihm seine Arbeitsmethoden vorschreiben will. Als Beispiel sei auf Spengler hingewiesen, der von der Physik mathematische Strenge im Sinne der alten Mechaniker verlangt und deshalb mit der Einführung der statistischen Methoden bereits die Dekadenz konstatiert. Der Verf. dieses Buches ist den mühsameren Weg gegangen. Er hat sich erst einmal mit aller Strenge in die Einzelwissenschaften vertieft und zieht nun in seinem Buch das Fazit aus den Ergebnissen. Überall, in Physik, Chemie und Biologie wird das als Forschungsergebnis mitgeteilt, was die anerkannten Fachmänner herausgebracht haben und nicht, wie so manchmal in populärphilosophischen Schriften eine dunkle, für den Fachmann nicht diskutable Theorie als „sehr beachtenswert" ausgegraben. Allein der Gewinn an positivem Wissen auf dem Gesamtgebiet der Naturwissenschaften lohnt ein Studium des Buches. Auf der Grundlage des Tatsachenmaterials werden nun die philosophischen und auch die praktischen Folgen gezogen. Als wichtigste Punkte erscheinen dem Berichterstatter folgende: Verf. erteilt dem Positivismus der Wiener Schule, für den er den Namen Negativismus vorschlägt, eine ebenso scharfe Absage, wie der ihm verwandten Machschen Philosophie. Er ist durchdrungen von der Überzeugung, daß es eine absolute Wahrheit gibt, die zu erforschen Aufgabe der Wissenschaft ist, und daß es unwürdig ist als Ziel der Wissenschaft eine reproduzierbare Verknüpfung der Empfindungen hinzustellen. Als Beweis für seinen Glauben führt er die Konvergenz der Naturwissenschaften an. In diesem Zusammenhang widerlegt er auch den in Laienkreisen verbreiteten Glauben, daß die Entwicklung der Physik und Chemie ad infinitum so weitergehe. Er weist auf die Entdeckung der Erdteile hin, die auch nicht beliebig weiter gehen konnte. Verf. scheut sich nicht, aus den Ergebnissen auch praktische Folgerungen für Staat und Volk zu ziehen, so die Eugenik, in der er alle die Forderungen aufstellt, die nunmehr Gesetz geworden sind (allerdings ist er [1932!] noch angesichts der Widerstände voll Resignation).

Zustimmen wird man dem Verf. auch, wenn er den Ausspruch von Kant ablehnt, daß in jeder Wissenschaft nur so viel echt sei, als Mathematik darin enthalten ist. Die Biologie kann nun einmal nicht mit so scharf definierten Begriffen arbeiten wie die Mathematik, und sie erzielt doch Resultate. Einen hohen Idealismus bringt er der Technik entgegen. Sie ist das vierte Reich der Werte, nämlich

das des Zweckmäßigen neben dem des Wahren, Guten und Schönen. Wenn die Technik darauf ausgeht, eine Brücke mit einem Minimum von Material zu bauen, so deshalb, weil das Gesetz des Zweckmäßigen regiert und weniger wegen der Kostensenkung (hier sei dem Berichterstatter ein kleines Fragezeichen gestattet). Besonders wohltuend berührt aber den Physiker, der heute mitunter unter der Ablehnung der Objektivität leidet, aus der Feder des Verf., der seit Jahren in seiner Zeitschrift „Unsere Welt" den völkischen Standpunkt vertritt, das klare Bekenntnis zur Sachlichkeit. Dem Rassenrelativismus, der keine gemeinsamen Werte verschiedener Rassen gelten lassen will, setzt er das Wagnersche: „Deutsch sein heißt eine Sache um ihrer selbst willen tun" entgegen, ja er sieht in der Fähigkeit des nordischen Menschen, sich von seinen Gefühlen loszulösen und nur der Sache zu leben, sei es unter den größten Opfern, eine Wurzel der europäischen Kultur.

So wird das Buch dem, der am Sinn der Wissenschaft zweifelt, ein wahres Trostbuch, und niemand wird es ohne inneren Gewinn aus der Hand legen.

Joos.

K. Becker, Hochschmelzende Hartstoffe und ihre technische Anwendung. 227 S. Mit 99 Abb. und 57 Tabellen. Berlin 1933. Verlag Chemie. Geb. RM 21.—.

Hochschmelzende Hartstoffe (Carbide, Nitride, Boride und Legierungen) beanspruchen das Interesse des Physikers in zweierlei Richtung. Sie zeigen besonders eigentümliche physikalische Eigenschaften, wie z. B. Supraleitung, und sind daher als Gegenstand von physikalischen Untersuchungen von Bedeutung. Weiter sind sie aber ein wichtiges Hilfsmittel der Experimentiertechnik, sei es als Material für Apparate, sei es als Bearbeitungswerkzeuge. Eine Zusammenstellung der Herstellungsmethoden (Kap. II–IV), der chemischen und physikalischen Eigenschaften (Kap. V und VI) sowie der technischen Anwendungen (Kap. VIII–X) ist daher sehr begrüßenswert. (Kap. VII behandelt die Metallkunde der einzelnen Systeme gesondert.)

Die Darstellung ist in knapper Form gehalten, so daß auf kleinem Raum eine große Fülle von Erfahrungsmaterial geboten wird. Literatur- und Patentzitate sind in reicher Zahl vorhanden. In einem Anhang sind noch die Zerspannungsbedingungen für die Bearbeitung einiger wichtiger Werkstoffe mit den bekanntesten Hartmetallen (Widia u. ä.) gegeben, die zu kennen für die Werkstatt recht nützlich sein dürfte.

J. Frenkel, Wave Mechanics. I. Band: Elementary Theory. Gr.-8°. VIII u. 278 S. Mit 21 Figuren. Oxford 1932. Clarendon Press (International Series of Monographs on Physics). Sh. 20.

Dieses Buch ist der erste von drei Bänden, welche das Gesamtgebiet der Quantentheorie behandeln sollen. Er enthält nur Probleme, die mit wirklich elementaren mathematischen Methoden lösbar sind und setzt an ihnen die Grundgedanken der Wellenmechanik auseinander. Der zweite Band soll dann die mathematischen Methoden entwickeln, vor allem Transformations- und Störungstheorie, und soll außerdem die relativistische Wellenmechanik behandeln. Der dritte Band endlich wird den speziellen Problemen gewidmet sein (Bau der Atome, Moleküle und Kristalle, Stoß und Strahlungstheorie).

Diese Einteilung scheint uns sehr begrüßenswert. Denn viele Anfänger sind erfahrungsgemäß zunächst vollkommen in den neuartigen mathematischen Methoden der Wellenmechanik befangen und dringen infolgedessen gar nicht zur Erkenntnis des grundsätzlich Wesentlichen durch. Dies mit einem Minimum an Mathematik darzustellen, aber doch so, daß der Leser nicht das ungemütliche Gefühl der rein qualitativen Überlegungen bekommt, wird gewiß als Erleichterung empfunden.

Das erste Kapitel behandelt das Verhältnis von korpuskularer und Wellentheorie beim Licht. Es wird zunächst gezeigt, daß die Planck-de-Brogliesche Relation $E = h\nu$, $\mathfrak{p} = \hbar\mathfrak{k}$ die einzige relativistisch-invariante Beziehung zwischen Korpuskel- und Welleneigenschaften ist. Im zweiten Kapitel wird die Wellenvorstellung für Korpuskeln und die Wahrscheinlichkeitsvorstellung entwickelt. Das dritte beginnt mit der Untersuchung der Reflexion von ebenen Wellen an Potentialwänden, wobei Stetigkeit der Wellenfunktion und ihrer Ableitung vorausgesetzt wird. Dann wird gezeigt, daß in der Schrödingergleichung die Stetigkeitsbedingung wie die de Brogliesche Beziehung enthalten sind. Nach Behandlung von Oszillator, Rotator und Wasserstoffatom wird die Methode des treppenförmigen Potentials auf verschiedene Probleme angewandt und dabei besonders der Durchtritt durch Potentialschwellen betrachtet. Zum Schluß wird die Wahrscheinlichkeit von Übergangsprozessen, insbesondere Emission und Absorption, berechnet.

Das vierte Kapitel behandelt Systeme gleichartiger Partikel, zunächst nach der Methode der Hyperquantelung, dann durch Betrachtung der Eigenfunktion im Konfigurationsraum. Besonders geschickt erscheint die Einführung der mehrdimensionalen Schrödingergleichung, während es zweifelhaft ist, ob die Hyperquantelung an dieser Stelle bereits verstanden wird. Das fünfte Kapitel bringt die Quantenstatistik, das sechste ihre Anwendung auf die Elektronentheorie der Metalle.

Das Buch enthält außerordentlich viele sehr originelle Ableitungen und Gedanken, wie dies bei dem Autor zu erwarten ist. Andererseits sind manche Einzelheiten unrichtig, so z. B. wenn in Formel (109a) behauptet wird, daß zum Hartreeschen Potential auf ein Elektron jedes andere Elektron nur den Beitrag $\frac{1}{2}\frac{e^2}{r_{12}}$ liefert, ferner Verschiedenes in der Metalltheorie (vgl. darüber den Artikel des Referenten im demnächst erscheinenden Band XXIV/2 des Handb. d. Phys.). Auch bleibt im Verlauf einiger Ableitungen nicht immer ganz klar, was eigentlich gezeigt werden soll. Das Buch ist also mit einiger Vorsicht zu lesen, es wird aber besonders dem Kenner der Materie viel Freude machen. Vor allem wird derjenige immer wieder Anregung daraus erhalten, der selbst Vorlesungen über Wellenmechanik zu halten hat.

Bethe.

H. R. Kruyt, Les Colloïdes. 316 S. Mit 118 Fig. Traduit d'après L'Edition Anglaise par I. Du Plessis de Grenédan. Paris 1933. Librairie Félix Alcan. Fr. 60.—.

Das vorliegende Buch bringt einen Überblick über das Gebiet der Kolloidchemie. Es kann bei dem heutigen Stand dieser Wissenschaft von vornherein nicht erwartet werden, daß alle die verschiedenen Eigentümlichkeiten und Eigenschaften, die wir gerade an kolloiden Systemen vorfinden, in dem vorliegenden Buch mit einer untereinander gleichen Ausführlichkeit behandelt werden konnten. Der Verfasser hat z. B. einen besonderen Wert auf die Besprechung der suspensoiden Systeme gelegt, so daß das gleich wichtige große Gebiet der emulsoiden Systeme mit seinen interessanten und charakteristischen Eigenschaften vielleicht etwas zu konzentriert erscheint. Trotzdem kann aber das Buch allen denjenigen Interessenten, die eine Einführung in das Gebiet der Kolloidchemie lesen möchten, durchaus empfohlen werden.

Erbring.

La Relativité. Série d'exposés et de discussions dirigeé par Paul Langevin. Paris 1932. Herrmann & Cie. Bildet einen Teil der Sammlung „Actualités scientifiques et industrielles".

I. E. Bauer, Critique des notions d'éther, d'espace et de temps. Cinématique de la relativité. 31 S. Preis: fr. 7.—.

Darstellung der Entwicklung des Ätherbegriffs und Herleitung der Lorentz-Transformation der Raum- und Zeitkoordinaten. Von besonderem Interesse ist die anschließende Diskussion über die Unterscheidung von „Théories à principes" (von allgemeinen Postulaten ausgehende Theorien) und „Théories mécanistes" (mit speziellen Modellvorstellungen arbeitende Theorien).

II. Francis Perrin, La dynamique relativiste et l'inertie de l'énergie. 19 S. Preis: fr. 6.—.

Es werden die mechanischen Bewegungsgleichungen der Relativitätstheorie und die relativistische Massenveränderlichkeit behandelt.

III. Louis de Broglie, Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire. 14 S. Preis: fr. 6.—.

Besprechung der Rolle der Relativitätstheorie bei der Entwicklung der Wellenmechanik.

IV. G. Darmois, La théorie einsteinienne de la gravitation. Les vérifications expérimentales. 30 S. Preis: fr. 7.—.

Besprechung der prüfbaren Folgerungen aus der allgemeinen Relativitätstheorie und der darauf bezüglichen experimentellen Resultate.

V. Élie Cartan, Le parallélisme absolu et la théorie unitaire du champ. 21 S. Preis: fr. 6.—.

Diskussion der geometrischen Theorie des Fernparallelismus und der neueren Einsteinschen Untersuchungen über eine einheitliche Feldtheorie.

VI. Paul Langevin, La relativité. Conclusion générale. 17 S. Preis: fr. 6.—.

Allgemeiner Überblick über die Ergebnisse der Relativitätstheorie und ihre Stellung in der Physik.

G. Beck.

Dr. Maximilian Freiherr v. Schwarz, Forschungsarbeiten über Metallkunde und Röntgenmetallographie. (Herausgeber M. v. Schwarz.) Folge 2: Vergütungsuntersuchungen an der Zink-Aluminium-Legierung von der Zusammensetzung Al_2Zn_3 von Dr. Herbert Meyer. — Folge 6: Praktische Auswertungshilfsmittel für Feinstrukturuntersuchungen von Dr. M. v. Schwarz und Dr. O. Summa. — Folge 8: Röntgenschattenbilder von metallischen Werkstücken und ihre densographische Auswertung von Dr. M. v. Schwarz. Vorwort des Herausgebers: „Die Schwierigkeit, heute Forschungsarbeiten im vollen Umfang in Zeitschriften erscheinen zu lassen, bewog den Herausgeber, solche in der vorliegenden Reihenfolge zusammenzufassen."

Die mutige Selbsthilfe des Herausgebers ist durchaus anerkennenswert; wir verdanken ihr unter anderem die drei vorliegenden Hefte.

Folge 2 enthält die Darstellung einer sehr gründlichen und sauberen Untersuchung über die Veränderung des elektrischen Widerstandes beim Vergütungsvorgang von Al_2Zn_3.

Folge 6 enthält die Zusammenstellung einer Reihe von Zahlenwerten, die zur Auswertung von Röntgenfeinstrukturdiagrammen immer wieder gebraucht werden.

Folge 8 ist die ausführliche Wiedergabe eines in gekürzter Form vorveröffentlichten Vortrages des Verfassers über Methode und Anwendung der von ihm in die Röntgenwerkstoffprüfung eingeführten Densographie (registrierende Schwärzungsmessung). Die interessanten Anwendungsbeispiele lassen die Methode für die praktische Werkstoffprüfung nutzbringend erscheinen.

Berthold.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Gerhard Schmid für physikalische und Elektrochemie.

Ernannt: Der Privatdozent für Geschichte der biologischen Wissenschaften an der Technischen Hochschule Dresden Studienrat Dr. Rudolph Zaunick zum a. o. Professor ebenda, der ordentliche Professor für Chemie an der Universität Breslau Dr. Fritz Arndt für einen Forschungsauftrag an der Universität Oxford.

In den Ruhestand: Der ordentliche Professor für Mathematik an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Alfred Loewy, der planmäßige a. o. Professor der Radiophysik Dr. Erich Marx und der a. o. Professor für allgemeine und physikalische Chemie Dr. Carl Drucker, beide an der Universität Leipzig.

Gestorben: Der frühere ordentliche Professor der physikalischen Chemie an der Universität Gießen Geh. Hofrat Dr. Karl Elbs.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.